Untersuchung der Struktur teilcheninstabiler Zustände in Kernen der Masse 12

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Manfred H a g e n

aus Gadderbaum

- Juni 1970 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Dr. R. Lipperheide

Tag der mündlichen Prüfung: 13. 7. 1970

Tag der Promotion:

Untersuchung der Struktur teilcheninstabiler Zustände in Kernen der Masse 12

I n a u g u r a l d i s s e r t a t i o n

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Manfred H a g e n

aus Gadderbaum

- Juni 1970 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1	Zusammenfassung	1
2	Einleitung	2
3	Aufbau und Durchführung der Experimente	7
	3.1 Die Messung der Reaktion $^{10}B(\tau,n)^{12}N$	7
	3.2 Die Koinzidenzmessungen $^{10}B(\tau,xy)$	8
	3.3 Targets	12
4	Untersuchung von Zwei-Nukleonen-Transfer-reaktionen (ZNTR) am ^{10}B	14
	4.1 Experimentelle Ergebnisse der (τ,n)-Reaktion und Vergleich mit (t,p)- und (τ,p)-Messungen	14
	4.2 Berechnung des DWBA-Wirkungsquer-schnittes für ZNTR	16
	4.3 Spektroskopische Ergebnisse und Diskussion	18
	4.4 Diskussion des ZNTR-Mechanismus	23
5	Untersuchung der Drei-Teilchen-Zerfälle in den Reaktionen $^{10}B(\tau,xy)$	27
	5.1 Kinematik bei Reaktionen mit 3 Teilchen im Endzustand	27
	5.2 Experimentelle Ergebnisse	29
	5.3 Sequentielle Zerfälle über ^{12}C-Niveaus	32
	5.31 (p-n)-Koinzidenzen	32
	5.32 (p-p)- und (p-α)-Koinzidenzen	35
	5.33 Verzweigungsverhältnisse	38
	5.4 Sequentielle Zerfälle über ^{12}N-Niveaus	43
	5.5 (n-p)-Winkelkorrelationen	45
	5.6 Niveauschema der T = 1-Zustände in A = 12-Kernen	51
6	Schlußbemerkung	53
7	Literaturverzeichnis	55

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0019

1 Zusammenfassung

Durch die bei 6.2 und 11 MeV Einschußenergien untersuchten Zwei-Nukleonentransferreaktionen (τ,n) und (τ,p) am Targetkern ^{10}B wurden Zustände im ^{12}C und ^{12}N bei Anregungsenergien zwischen 20 und 27 MeV bzw. zwischen 0 und 9 MeV angeregt. Hierbei zeigten die Übergänge zu Niveaus bei 20.5 MeV im ^{12}C und bei 5.3 MeV im ^{12}N einen relativ zu den anderen sehr großen Wirkungsquerschnitt. Mit Hilfe von DWBA-Analysen ihrer Winkelverteilungen und von Winkelkorrelationen, die aus Koinzidenzmessungen zwischen den auslaufenden Nukleonen der primären Transferreaktionen und den beim nachfolgenden Zerfall dieser Zustände emittierten Teilchen extrahiert wurden, konnte ihr Spin eindeutig zu 3^+ bestimmt werden. Sie bilden zusammen mit einem Niveau bei 5.61 MeV im ^{12}B ein isobares Triplett.

Weiterhin ließ sich aus einer Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie der Winkelkorrelation schließen, daß der Zustand im ^{12}N mit einem negativer Parität überlappt.
In kinematisch vollständigen Koinzidenzexperimenten wurden außerdem die Verzweigungen einiger ^{12}C-Niveaus auf verschiedene Zerfallskanäle und zu verschiedenen Endzuständen gemessen. Anhand dieser Ergebnisse lassen sich Aussagen über die Struktur und über die Isospinreinheit dieser Zustände machen. Schließlich wurden noch einige neue Niveaus im ^{12}N und deren Protonenzerfallsverzweigung in verschiedene ^{11}C-Zustände beobachtet.

2 Einleitung

Nukleonentransferreaktionen werden seit langem benutzt, um spektroskopische Information (Spin, Parität und Wellenfunktion) über die erreichten Endkernzustände einerseits und Aussagen über den Reaktionsmechanismus andererseits zu gewinnen. Beim Transfer eines Nukleons, zum Beispiel in der (d,p)-Reaktion, ist der Reaktionsmechanismus i. a. gut bekannt, und eine Analyse der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der DWBA+) liefert dann fast immer eindeutige Aussagen über den Schalenmodellzustand, in den das Teilchen eingebaut wurde und über die Stärke, mit der dieser Zustand durch die Reaktion bevölkert wird[1].

In vielen Fällen lassen sich jedoch die zu untersuchenden Kerne nur durch Mehr-Nukleonentransferreaktionen erzeugen. Insbesondere können durch Zwei-Nukleonentransferreaktionen (ZNTR) wie (t,p) und (τ,n) sonst nur schwer zugängliche neutronen- und protonenreiche Kerne erreicht werden. Außerdem können hierbei aufgrund des großen Isospinübertrages Zustände höheren Isospins in isobarischen Multipletts angeregt werden.

Die spektroskopische Information läßt sich bei den ZNTR nicht in so einfacher Weise wie beim Ein-Nukleonentransfer aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt entnehmen. Aus der Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts erhält man zunächst nur den Gesamtbahndrehimpuls L, mit dem das System der beiden Nukleonen, bezogen auf seinen Schwerpunkt, übertragen wird.

Beschreibt man den Reaktionsmechanismus im einfachsten Falle durch den direkten Transfer eines Zwei-Teilchen-Clusters

---

+) "Distorted Wave Born Approximation"

vom Projektil zum nicht angeregten Targetkern, so wird man einen besonders großen Wirkungsquerschnitt erwarten, wenn die Relativbewegung der beiden transferierten Nukleonen in Projektil und Endkern gleich ist, diese also, speziell bei den Projektilen t und τ, auch im Endkern einen Cluster im tiefsten S-Zustand bilden. Damit sollten die ZNTR besonders geeignet sein, Paarkorrelationen in den untersuchten Kernen aufzudecken.[2,3] Für diesen Transfermechanismus gelten sehr strenge Auswahlregeln, die zum Beispiel für eine (τ,n)-Reaktion an einem 0^+-Targetkern bei gegebenem L eindeutig Spin und Parität des Endzustandes zu $J_f = L$, $\pi_f = (-)^L$ festlegen.

Wird durch eine Restwechselwirkung eine Konfigurationsmischung hervorgerufen, so überlagern sich die Amplituden der verschiedenen Zustandsvektoren der transferierten Teilchen und bewirken, je nach Phase, konstruktive oder destruktive Interferenz im Wirkungsquerschnitt. Die ZNTR bietet damit oft einen sehr empfindlichen Test auf Details der beteiligten Wellenfunktionen. Legt man den schon erwähnten Reaktionsmechanismus zugrunde, so läßt sich auch der ZNTR-Wirkungsquerschnitt im Rahmen einer, wenn auch modifizierten DWBA analysieren.[2] Hierbei wird nicht ein spektroskopischer Faktor extrahiert, vielmehr prüft man die Richtigkeit einer angenommenen Wellenfunktion durch den Grad der Anpassung der damit berechneten DWBA-Kurve an die experimentelle Winkelverteilung.

Von besonderem Interesse für Theorien über den Reaktionsmechanismus ist ein Vergleich verschiedener ZNTR zu den verschiedenen Niveaus eines Isospin-Multipletts, da hier die Unterschiede in den Endzustandswellenfunktionen minimal sind.[4] In dieser Arbeit wird das anhand der Ergebnisse der (t,p), (τ,p) und (τ,n)-Reaktionen am ^{10}B zu isobarisch analogen Zuständen im ^{12}B, ^{12}C und ^{12}N diskutiert werden.

Wird durch eine Transferreaktion ein teilcheninstabiles Niveau angeregt, so bieten Koinzidenzmessungen zwischen den Teilchen aus der Erzeugungsreaktion und den beim Zerfall des Zustandes emittierten eine Möglichkeit, unabhängig von dem hierbei nicht immer eindeutigen Ergebnis der Transferreaktion, Informationen über Spin und Struktur der beteiligten Zustände zu gewinnen. Außerdem läßt sich in einfacher Weise der zeitliche Ablauf der Gesamtreaktion, sowie insbesondere eine mögliche Endzustandswechselwirkung der drei auslaufenden Teilchen untersuchen.[5,6)]

Ganz allgemein gliedert man Reaktionen mit 3 Teilchen im Ausgangskanal nach folgenden Gesichtspunkten:
Bilden zwei der Teilchen zunächst einen Compoundkernzustand, schematisch in Gleichung (1) durch {34} bezeichnet,

$$(1) \qquad 1 + 2 \rightarrow \{34\} \begin{matrix} + 5 \\ 3 + 4 \end{matrix}$$

spricht man von einem Stufenprozeß oder sequentiellen Zerfall. Eine Transferreaktion, die einen ungebundenen Zustand bzw. eine Resonanz im Endkern erzeugt, liefert hierfür ein Beispiel. Daneben gibt es die Möglichkeit eines direkten Zerfalls in drei Teilchen ohne Compoundkernbildung und schließlich die eines statistischen Zerfalls in 3 Teilchen, wobei alle möglichen Endzustände mit gleicher Wahrscheinlichkeit realisiert werden. Dieser letzte Ablauf ist nur möglich, wenn sich vorher ein Zwischenkern des Gesamtsystems {12} gebildet hat. Eine ausführliche Darstellung der einzelnen Prozesse findet sich zum Beispiel bei Dietrich.[7)]

Der Wirkungsquerschnitt für Reaktionen mit 3 Teilchen im Endzustand ist im Prinzip durch das Quadrat der T-Matrix, die alle Wechselwirkungen des Systems beschreibt, gegeben. Diese allgemeine T-Matrix läßt sich nur in wenigen, einfachen Fällen berechnen.

Bei Stufenprozessen der in Gleichung (1) dargestellten Art tritt eine merkliche Endzustandswechselwirkung nur zwischen 2 Reaktionsprodukten auf, zum Beispiel zwischen Teilchen 3 und 4, während das Teilchen 5 unbeeinflußt weiterläuft.

Diese Wechselwirkung wird dann besonders groß sein, wenn die T-Matrix des 3-4-Systems im Bereich der kinematisch möglichen Energien der Teilchen 3 und 4 ausgeprägte Polstruktur besitzt, zum Beispiel hervorgerufen durch Resonanzen, so daß T_{34} proportional einem Breit-Wigner-Term ist:

$$T_{34} \propto \frac{1}{E_{34}-E_R+i\frac{\Gamma}{2}} \tag{2}$$

E_{34}: Relativenergie von Teilchen 3 und 4
E_R: Resonanzenergie und Γ: Resonanzbreite

Der Gesamtwirkungsquerschnitt ist dann durch den resonanten Teil der T-Matrix bestimmt:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_4} \propto |T_{34}|^2 \cdot \rho(E_4)$$

$$\propto \frac{1}{(E_{34}-E_{12})^2+\frac{\Gamma^2}{4}} \rho(E_4) \qquad \rho(E_4): \text{Phasenraumfaktor} \tag{3}$$

Die in diesen Fällen aus dem 3-Teilchenzerfall extrahierten Resonanzparameter E_R und Γ lassen sich mit denen der freien Streuung von Teilchen 3 und 4 vergleichen. Unterschiede sollten charakteristische Eigenschaften der primären Transferreaktionen aufzeigen.

Im Falle sehr kleiner Relativenergien E_{34} kann die T_{34}-Matrix auch von einem in der Nähe liegenden gebundenen oder virtuellen Zustand dominiert sein. Hierfür liefert der vir-

tuelle Singulett-Zustand der np-Streuung, bezeichnet durch $d\!\!\!^{-}$, das bemerkenswerteste Beispiel. Eine ausführliche Untersuchung hierzu wurde im Zusammenhang mit den in dieser Arbeit diskutierten Experimenten von Homeyer[8] durchgeführt.

Es zeigte sich, daß die hier untersuchten (τ,px) und (τ,np)-Reaktionen am Targetkern ^{10}B überwiegend als Stufenprozesse ablaufen, das heißt über Resonanzzustände im ^{12}C und ^{12}N, die durch eine ZNTR erzeugt worden und anschließend mit Protonen, Neutronen oder α-Teilchen zerfallen.

Aus der Messung von Winkelkorrelationen und von Verzweigungsverhältnissen auf verschiedene Zerfallskanäle und Endzustände ließen sich aus den sequentiellen Prozessen Informationen über Spin, Isospin und Cluster-Strukturen der Zustände gewinnen. Sie brachten teilweise wichtige Ergänzungen zu den Ergebnissen der direkten (τ,n) und (τ,p)-Reaktionen.

Zur Messung wurden E-dE/dx-Si-Halbleiterzählerteleskope zum Nachweis der geladenen Teilchen und NE 213-Flüssigszintillatoren für den Neutronennachweis verwandt. Durch gute Energie- und Zeitauflösung der Koinzidenzapparatur konnten einzelne Zwischenkernniveaus sowie die Übergänge zu verschiedenen Endkernzuständen befriedigend getrennt werden.

3. Aufbau und Durchführung der Experimente

Die Messungen wurden durchgeführt am pulsbaren 5.5 MV van de Graaff-Beschleuniger des Sektors Kernphysik im Hahn-Meitner-Institut, Berlin.

3.1 Die Reaktion $^{10}B(\tau,n)^{12}N$

Die Neutronen aus der Reaktion wurden mit Hilfe des Neutronen-Flugzeitspektrometers des Sektors Kernphysik nachgewiesen. Aufbau und Arbeitsweise des Spektrometers wurden bereits an anderer Stelle ausführlich beschrieben.[9] Die Messung erfolgte bei einer Einschußenergie des gepulsten τ^+-Strahles von (6.2 ± 0.005) MeV. Die zeitliche Breite des Strahlimpulses am Target betrug ca. 1.2 ns, der mittlere Strom etwa 1.5 µA.
Als Neutronendetektoren wurden zwei organische NE 213-Flüssigszintillatoren (1" x 4" Ø) mit XP 1040 Photomultipliern benutzt. Sie wurden unabhängig in einem Winkelbereich von 0 - 130° um den Targetdrehpunkt geschwenkt. Ihr Abstand vom Target betrug 6 m. Ein weiterer, unter festem Winkel stehender Detektor diente als Monitor für den auf das Target fallenden τ^+-Strom und eventuelle Änderungen der Targetdicke während der Bestrahlung.

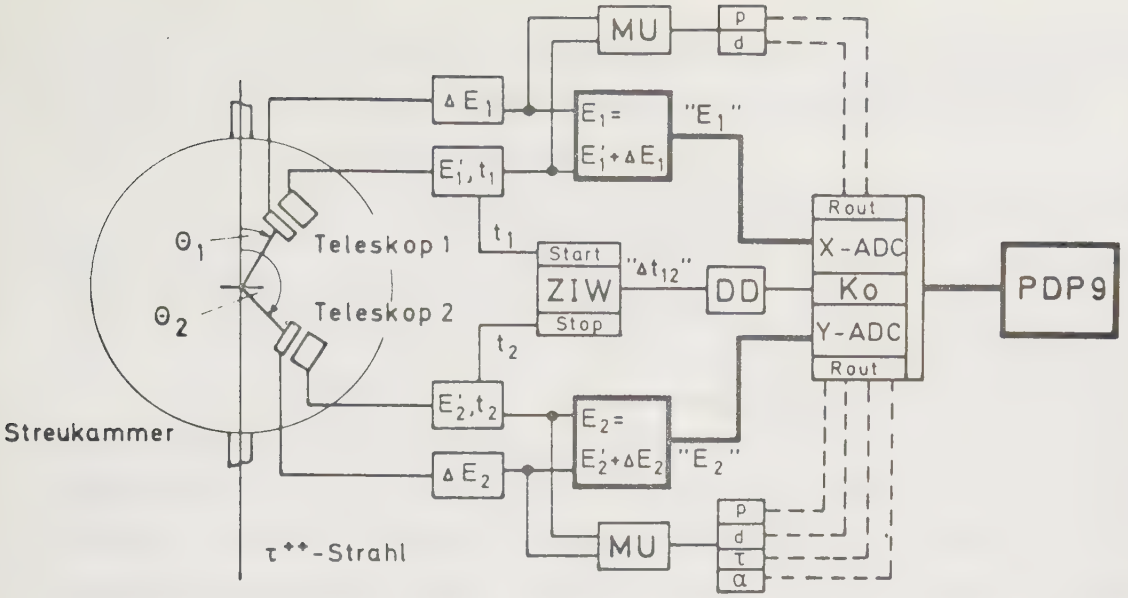
Die elektronische Apparatur zur weiteren Verarbeitung der Detektor-Signale wurde ebenfalls schon beschrieben.[10]
Die Geräte wurden bis auf die Vielkanalanalysatoren und die Hochspannungsnetzgeräte in der Abteilung Elektronik des HMI entwickelt und gebaut.
Die gesamte Zeitauflösung des Flugzeitspektrometers war < 1.5 ns. Es wurden nur Neutronen nachgewiesen, deren zugehörige Rückstoßprotonen eine Energie > 700 keV hatten.

3.2 Koinzidenzmessungen $^{10}B(\tau,xy)$

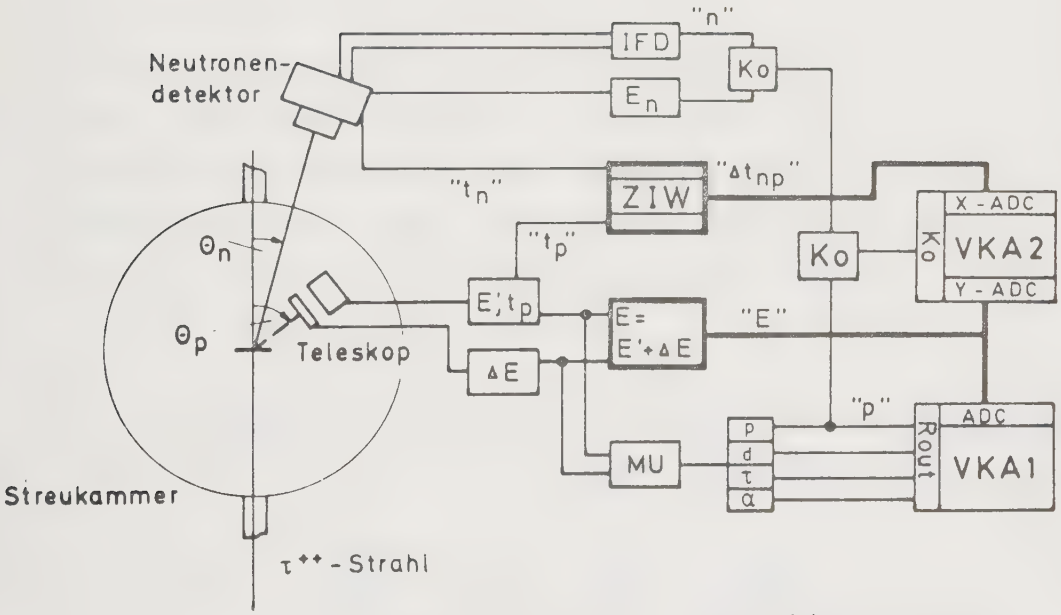
In dieser Messung wurden Neutronen und mit ihnen koinzidente Protonen in zwei unabhängigen Zählersystemen nachgewiesen. Jedes Zählersystem bestand aus einem Neutronendetektor und einem Halbleiterdetektor. Außerdem wurden koinzidente Ereignisse in den beiden Halbleiterdetektoren allein registriert. Die Messungen wurden bei einer Einschußenergie des ungepulsten τ^{++}-Strahles von (11.0 ± 0.01) MeV und (10.0 ± 0.01) MeV durchgeführt. Der Targetstrom betrug je nach Winkel zwischen 0.01 und 1.0 µA.
Die Meßanordnung ist schematisch in Figur 1 dargestellt.

Der τ^{++}-Strahl trifft kollimiert auf das Target in der Vakuum-Streukammer. Die geladenen Sekundärteilchen werden mit einem Halbleiterzählerteleskop nachgewiesen. Es besteht aus einem ca. 20 µ dicken Si-Grenzschichtzähler, dem ΔE-Detektor, in dem der für Teilchenart und -energie charakteristische Energieverlust gemessen wird und aus einem 1000 µ dicken Si-Grenzschichtzähler, dem E'-Detektor, mit dem die restliche Energie bestimmt wird. Die analogen Energiesignale der beiden Detektoren werden verstärkt und summiert und sind damit ein Maß für die gesamte vom einfallenden Teilchen im Teleskop abgegebene Energie. Zusätzlich wird in einer Multiplikationsstufe (Mu) aus beiden Signalen die Funktion $f = \Delta E\ (K \cdot \Delta E + E' + E_o)$ gebildet, die es gestattet, die Teilchen zu unterscheiden.[11] Die summierten Energiesignale werden in einem Vielkanalanalysator (VKA 1), nach Teilchenart sortiert (Rout), gespeichert. Aus diesen Einzelspektren werden die Winkelverteilungen der Transferreaktionen $^{10}B(\tau,d)^{11}C$ und $^{10}B(\tau,p)^{12}C$ extrahiert. Außerdem wird hierdurch während der Koinzidenzmessungen eine Kontrolle der Teilchentrennung und der Verstärkung der E-Signale ermöglicht.

Die bei der Reaktion erzeugten Neutronen werden in einem außerhalb der Kammer aufgestellten NE 213 Flüssigszintillator



Koinzidenzmessung zwischen geladenen Teilchen



Neutron - Proton - Koinzidenzmessung

Fig. 1: Schematischer Aufbau der Koinzidenz-Apparaturen

(2" x 5" Ø) auf einem XP 1040 Photomultiplier nachgewiesen und mit Hilfe einer Impulsformdiskrimination (IFD)[12] von γ-Quanten unterschieden.
E'-Detektor und Neutronendetektor liefern für jedes Ereignis zusätzlich ein digitales Zeitsignal. Die Zeitauflösung des Neutronendetektors beträgt etwa 1 ns, die des E'-Detektors ist besser als 4 ns. Bei den n-p-Koinzidenzmessungen wird das Neutronen- und Protonenzeitsignal auf einen Zeitimpulshöhenwandler (ZIW) gegeben, der ein ihrer zeitlichen Differenz und und damit der Neutronenflugzeit proportionales Signal liefert. Dieses Flugzeitsignal, Δt_{np}, wird mit dem zugehörigen summierten Energiesignal, E, auf den X- bzw. Y-ADC (Analog-Digital-Converter) eines für zweidimensionale Datenanalyse geeigneten Vielkanalanalysators (VKA 2) gegeben. Als zusätzliche Koinzidenz, zur Unterdrückung zufälliger Ereignisse, wird die Aussage "Neutron" bzw. "Proton" aus den Nebenkreisen verlangt. Außerdem müssen die Teilchenenergien über den passend gewählten Nachweisschwellen liegen - hier ca. 600 keV im Neutronenkreis und ca. 1.5 MeV im Teleskopkreis. Da der Kernspeicher des VKA 2 auf 4096 Kanäle begrenzt war, konnten die Meßergebnisse nur in einem relativ groben Raster von 32 Kanälen für Δt_{np} und 128 Kanälen für E analysiert werden.

Als Koinzidenzen geladener Teilchen in den beiden Halbleiterteleskopen werden die folgenden Ereignisse registriert:

(p-p), (p-d) (p-τ), (p-α)
(d-p), (d-d), (d-τ) und (d-α)

Die Auswertung der Teleskopsignale nach Energie und Teilchenart erfolgt in der oben bereits erläuterten Weise.
Die Zeitsignale werden wieder in einem ZIW in ein der Flugzeitdifferenz der beiden Teilchen, Δt_{12}, proportionales Signal umgewandelt. Um den Untergrund an zufälligen Koinzi-

denzen klein zu halten, wird mit Hilfe eines Differentialdiskriminators (DD) nur ein kleines Zeitfenster für Δt_{12} zugelassen. Es wurde hier so gewählt, daß es Koinzidenzen zwischen den schnellsten noch nachgewiesenen Teilchen - ca. 10 MeV Protonen - und den langsamten - ca. 3 MeV α-Teilchen - auf jeden Fall umfaßte.

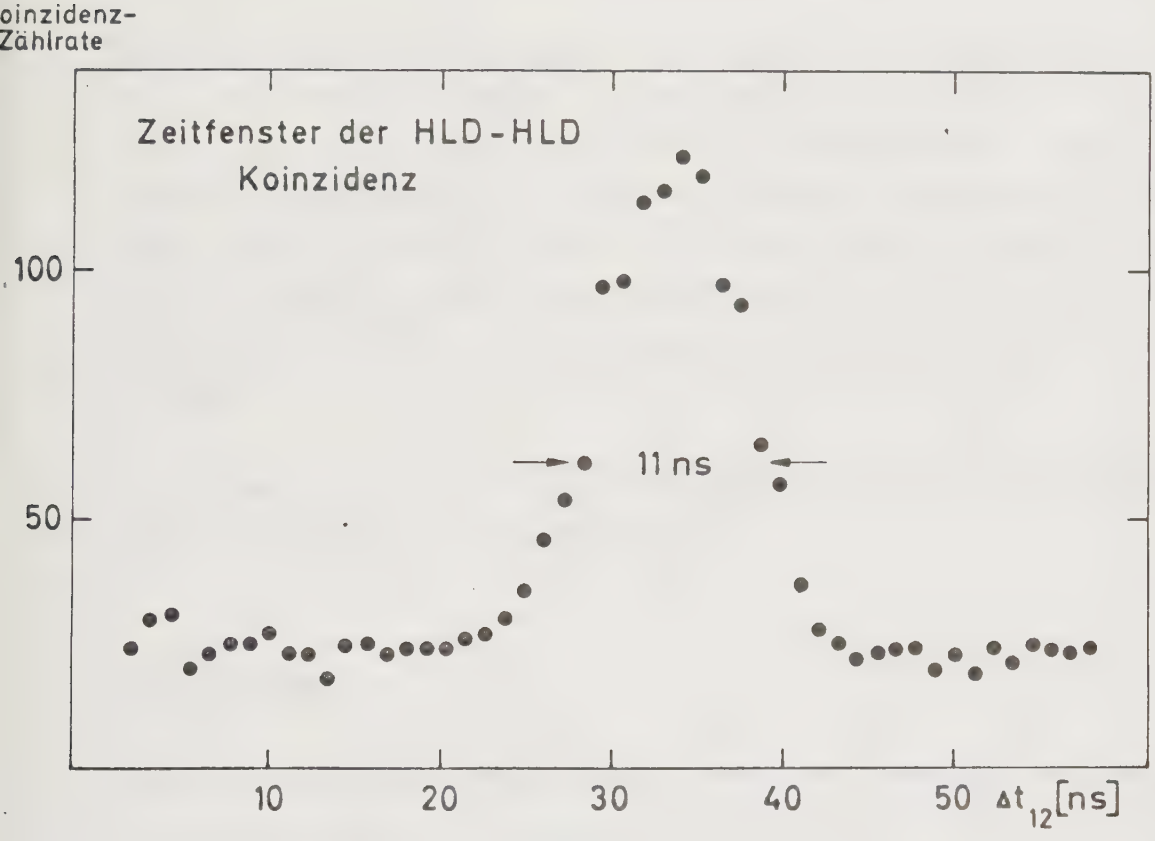


Fig. 2: Zeitfenster bei der Koinzidenzmessung geladener Teilchen

Als Datenspeicher diente bei diesen Messungen der PDP-9-Rechner des Sektors Kernphysik. Die in zwei Convertern (ADC) in einem Raster von 512 x 512 Kanälen digitalisierten Energiesignale der koinzidenten Teilchen, die zusätzlich eine Kennung bezüglich der Teilchenart (Rout) enthielten,

wurden dabei über eine in Zusammenarbeit mit dem Sektor Elektronik entwickelte Koppelelektronik nacheinander in einen Wechselpuffer im Kernspeicher der PDP-9 geschrieben und nach Auffüllen des Puffers weiter auf ein spezielles DEC-Magnetband+) übertragen. Die Auswertung der Daten, insbesondere das Einsortieren in ein zweidimensionales Energieraster für ein ausgewähltes Teilchenpaar, geschah off-line.

Bei allen Messungen wurde als Monitor ein unter festem Winkel in der Streukammer angebrachter Halbleiterdetektor benutzt. Zur Messung von n-p-Winkelkorrelationen ließen sich Neutronendetektoren und Zählerteleskope unabhängig in der Streuebene zwischen 0 und 170° schwenken. Weitere Einzelheiten bezüglich der Streukammer und des Nachweises der geladenen Teilchen finden sich bei Homeyer[11] und Bohne[13], bezüglich der Neutronen zum Beispiel bei Hagen.[9]

Die Auswertung der Daten erfolgte auf den verschiedenen im HMI vorhandenen Rechenanlagen.

3.3 Targets

Die Bor-Targets wurden durch Vakuumverdampfung von amorphen Bor aus widerstandsbeheizten W-Schiffchen hergestellt. Das zu 94 % angereicherte ^{10}B wurde vom Oak Ridge National Lab. bezogen. Für die (τ,n)-Messung wurde das B auf eine 0.3 mm dicke W-Scheibe aufgedampft, die gleichzeitig den Vakuum-Abschluß des Strahlrohres bildete.[9] Die Bestimmung der Targetdicke durch Wägung war nicht möglich, da der Anteil des mit dem B zusammen verdampften W, der bei der hohen Verdampfungstemperatur sehr groß sein kann, nicht bestimmt werden konnte.

+) hergestellt von der Fa. Digital Equipment Company.

Die für die Koinzidenzmessungen benötigten selbsttragenden B-Folien wurden in der Weise hergestellt, daß zunächst auf eine mit KCl bedampfte Glasscheibe die Borschicht aufgedampft und anschließend in destilliertem Wasser abgeschwemmt wurde. Die Folien wurden dann mit Targeträhmchen aus Al aufgefangen, auf eine Targetleiter montiert und in die Streukammer eingebaut. Ihre Dicke wurde schließlich aus einem Vergleich der Rutherfordstreuung der τ-Teilchen an einem Goldtarget bekannter Dicke zu (30 ± 5) $\mu g/cm^2$ bestimmt.[8)]

4 Zwei-Nukleonentransferreaktionen am ^{10}B

4.1 Experimentelle Ergebnisse der (τ,n)-Reaktion und Vergleich mit (t,p) und (τ,p)-Messungen

Die Reaktion $^{10}B(\tau,n)^{12}N$ wurde bei einer Einschußenergie von 6.2 MeV gemessen. Es wurden Neutronenflugzeitspektren in einem Winkelbereich von 0 - 130° aufgenommen. Ein typisches Spektrum wird in Figur 3 gezeigt. Neben den Übergängen zu den verschiedenen schon bekannten ^{12}N-Zuständen[14] sieht man die starken Übergänge zum Grundzustand von ^{14}O und ^{18}Ne bei der (τ,n)-Reaktion an den Targetverunreinigungen ^{12}C und ^{16}O und, mit sehr viel geringerer Intensität, auch Neutronen aus der Reaktion $^{11}B(\tau,n)^{13}N$.

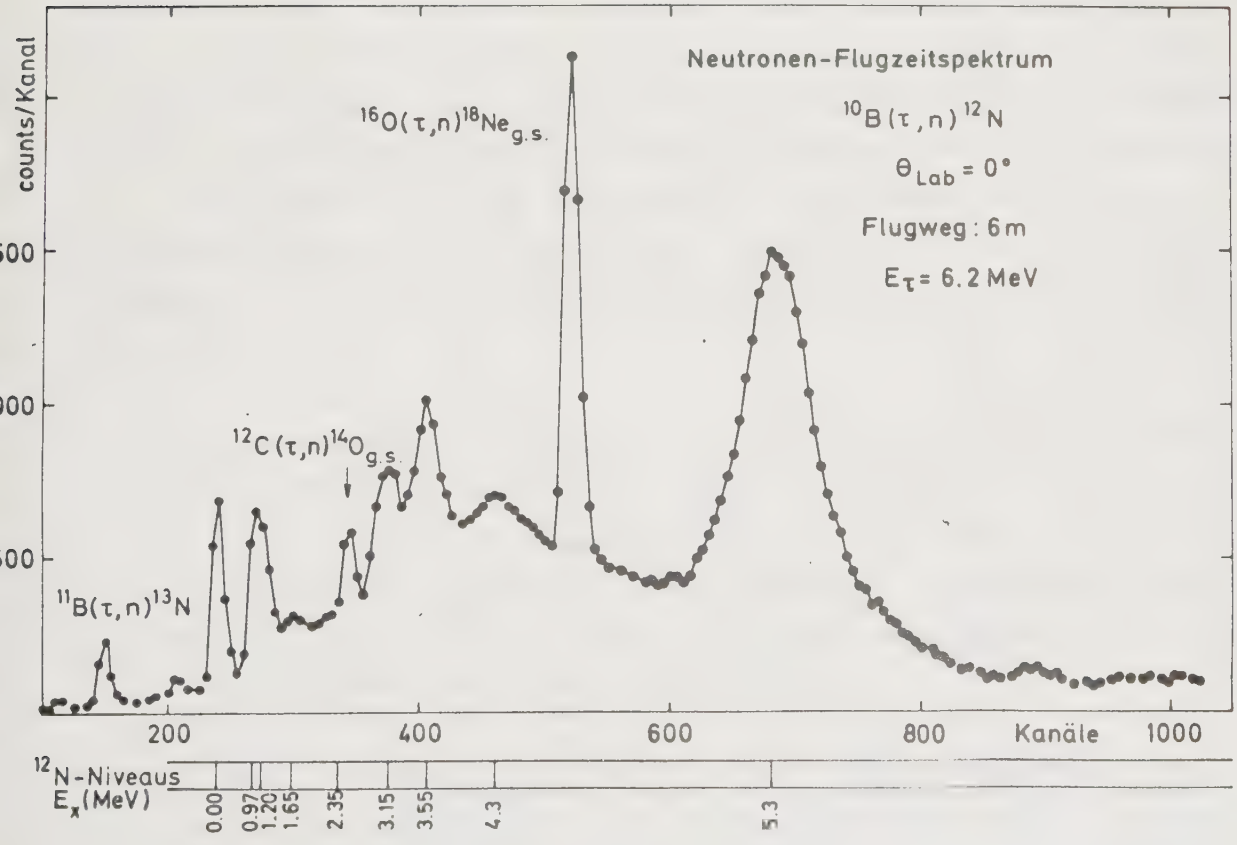


Fig. 3: Neutronen-Flugzeitspektrum der Reaktion $^{10}B(\tau,n)^{12}N$

Das Spektrum wird dominiert vom Übergang zu dem 5.3 MeV-Niveau im ^{12}N, dessen differentieller Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem unter diesem Winkel um rund einen Faktor 5 größer ist als die Wirkungsquerschnitte der anderen ^{12}N-Zustände. Die für dieses 5.3 MeV-Niveau extrahierte Winkelverteilung (Fig. 4) ist unvollständig, da die Neutronen im Bereich der niederenergetischen Nachweisgrenze des Detektorsystems liegen - ab 70° liegen sie unterhalb der Nachweisschwelle von 700 keV -, es zeigt sich aber eindeutig ein sehr starker Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu 0° hin, woraus sich schließen läßt, daß der aus 2 Protonen bestehende Cluster mit einem Bahndrehimpuls L = 0 an den ^{10}B-Kern übertragen wird.

Bemerkenswert ist nun, daß Middleton et al.[15] in der isobarisch analogen (t,p)-Reaktion am ^{10}B bei E_t = 10 MeV einen Zustand im ^{12}B bei der entsprechenden Anregungsenergie von 5.61 MeV gesehen haben, dessen Wirkungsquerschnitt unter 0° ebenfalls rund 5 x größer ist als der benachbarter Niveaus und dessen zugehörige Protonen-Winkelverteilung ausgeprägten L = 0 Charakter (Fig. 4) besitzt. Es liegt nahe, dieses Niveau und das bei 5.3 MeV im Spiegelkern ^{12}N dem gleichen Isospin - T = 1 - Triplett als $T_z = \pm 1$-Komponenten zuzuordnen.

Das zugehörige noch fehlende analoge Niveau im C^{12}, dem Kern mit T_z = 0, wurde von Comfort und Baglin[16] in der bei E_τ = 13.9 MeV gemessenen $^{10}B(\tau,p)^{12}C$-Reaktion bei 20.6 MeV Anregungsenergie gefunden. Es zeichnet sich ebenfalls durch einen großen Wirkungsquerschnitt und eine L = 0-Winkelverteilung aus (Fig. 4).

Die $^{10}B(\tau,p)^{12}C$-Reaktion wurde in dieser Arbeit bei E_τ = 11 MeV wiederholt. Auch hier trat eine Linie, entsprechend einer Anregungsenergie von (20.5 ± 0.1) MeV im ^{12}C, bei einigen Winkeln relativ stark auf. Sie wurde jedoch bei

vielen Winkeln durch Störlinien aus den Reaktionen $^{12}C(\tau,p)$ und $^{16}O(\tau,p)$ so sehr überlagert, daß keine vollständige Winkelverteilung aufgenommen werden konnte. Eine eindeutige Bestätigung für die starke Anregung dieses Niveaus mit der (τ,p)-Reaktion ergab sich aber aus den Koinzidenzmessungen (siehe Abschnitt 5).

Charakteristisch für die diskutierten ZNTR am ^{10}B ist demnach der außergewöhnlich große Wirkungsquerschnitt für die 3 Zustände bei 5.61 MeV im ^{12}B, 20.5 MeV im ^{12}C und 5.3 MeV im ^{12}N, die mit großer Wahrscheinlichkeit eine isobarische Triade bilden. Aufgrund des großen ZNTR-Wirkungsquerschnitts ist außerdem zu vermuten, daß diese Zustände auch eine ausgeprägte 2-Teilchen-2-Loch-Struktur besitzen. Im folgenden sollen zunächst ihre Winkelverteilungen mit Hilfe der DWBA analysiert werden.

4.2 Berechnung des DWBA-Wirkungsquerschnitts für ZNTR

Es gibt bereits eine Reihe von Theorien, in denen versucht wird, die ZNTR im Rahmen der DWBA zu beschreiben.[2,3,17,18,19] Hier soll die von Glendenning[2] formulierte Darstellung des differentiellen Wirkungsquerschnitts verwendet werden, wobei die wichtigsten Näherungen sind:

1. Die DWBA mit Nullreichweitennäherung für die Wechselwirkung ist anwendbar.
2. Der Targetkern bleibt im Grundzustand.
3. Das übertragene Teilchenpaar befindet sich im relativen s-Zustand.

Dann ist: $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |T|^2$ T: die in der DWBA berechnete Streuamplitude im optischen Potential[1]

$$(4) \qquad \propto \sum_{LSJT} C^2_{ST} \sum_M \left| \sum_N G_{NLSJT} B^M_{NL} \right|^2$$

(LSJT) sind Drehimpuls- und Isospinquantenzahlen des übertragenen Nukleonenpaars, M die z-Komponente von L, C^2_{ST} beschreibt die Kopplung von Spin und Isospin und den Überlapp der Spin- und Isospinfunktionen des transferierten Clusters im Ein- und Ausgangskanal. Der Faktor G_{NLSJT} gibt den Überlapp zwischen Anfangs- und Endzustand an - er entspricht damit der spektroskopischen Amplitude beim 1-Nukleonentransfer. Er besteht aus dem Produkt eines "coefficient of fractional parentage" oder genealogischen Koeffizienten (cfp), der die Zerlegung des Endkerns in Targetkern und transferierten Cluster beschreibt, sowie aus den zugehörigen Amplituden der Schalenmodellkonfigurationen von Anfangs- und Endkern, weiter aus einem Überlappintegral für die Relativbewegung des Clusters im Anfangs- und Endzustand und aus Transformationskoeffizienten für die Zerlegung der Cluster-Bewegung in innere Relativ- und Schwerpunktsbewegung in einem Oszillatorpotential.[20]

B^M_{NL} ist die DWBA-Amplitude. Sie enthält neben der Kinematik den Formfaktor der transferierten Teilchen. Der wesentliche Unterschied zwischen B^M_{NL} und der Reaktionsamplitude beim 1-Nukleonentransfer liegt in der Berechnung des Formfaktors.[2,21] Hierfür wird bei ZNTR die in einem Oszillatorpotential gebundene Wellenfunktion des Schwerpunktes der beiden Teilchen benutzt, charakterisiert durch die Oszillatorquantenzahl N und den Bahndrehimpuls L, mit dem der Schwerpunkt eingebaut wird.

Zu einem Paar (NL) können verschiedene Einteilchen-Konfigurationen des übertragenen Paares beitragen, die sich dann gemäß Gleichung (4) kohärent überlagern. Daraus folgt unmittelbar, daß sich der Wirkungsquerschnitt i. a. nicht wie beim Ein-Nukleonentransfer in einen kernspektroskopischen und einen reaktionskinematischen Teil zerlegen läßt, und damit wird die Extraktion eines nur von der Kernstruktur

abhängigen Faktors aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten unmöglich. Stattdessen muß man versuchen, aus vorgegebenen Wellenfunktionen eine Anpassung an das Experiment zu erreichen. Das geschah im vorliegenden Falle durch Berechnung des 2-Teilchen-Formfaktors mit Hilfe eines von Sichelschmidt[22] zur Verfügung gestellten Programms. Um den für direkte Reaktionen wichtigen Verlauf der Wellenfunktionen an der Kernoberfläche richtig zu beschreiben, wurden hierbei anstelle der Oszillatorwellenfunktionen Zustände im Woods-Saxon-Potential genommen, die dann nach Oszillatorzuständen entwickelt wurden. Mit diesem extern eingegebenen Formfaktor berechnete dann das DWBA-Programm DWUCK[23] den Wirkungsquerschnitt.

4.3 Spektroskopische Ergebnisse und Diskussion

Die Parameter des optischen Potentials für t und τ wurden in Anlehnung an die von Hodgson[24] für verschiedene Energien tabellierten Werte gewählt, da elastische Streudaten bei E_t = 10 und E_τ = 6.2 MeV nicht zur Verfügung standen. Die Neutronen- und Protonenparameter wurden aus den energieabhängigen Formeln von Wilmore und Hodgson[25] berechnet. In Tabelle 1 sind die benutzten Parameter zusammengestellt.

Die Figur 4 zeigt die gemessenen Winkelverteilungen gemeinsam mit den in der obigen Weise berechneten DWBA-Kurven. Der Formfaktor wurde dabei unter der Annahme berechnet, daß der übertragene Cluster mit dem Gesamtbahndrehimpuls L = 0 und der Schalenmodellkonfiguration $(1p_{1/2})^2_{J=0,T=1}$ in den ^{10}B-Kern eingebaut wird. Man sieht, daß die DWBA zumindest die Kinematik der drei verschiedenen Reaktionen mit ihren jeweils unterschiedlichen Einschußenergien richtig wiedergibt.

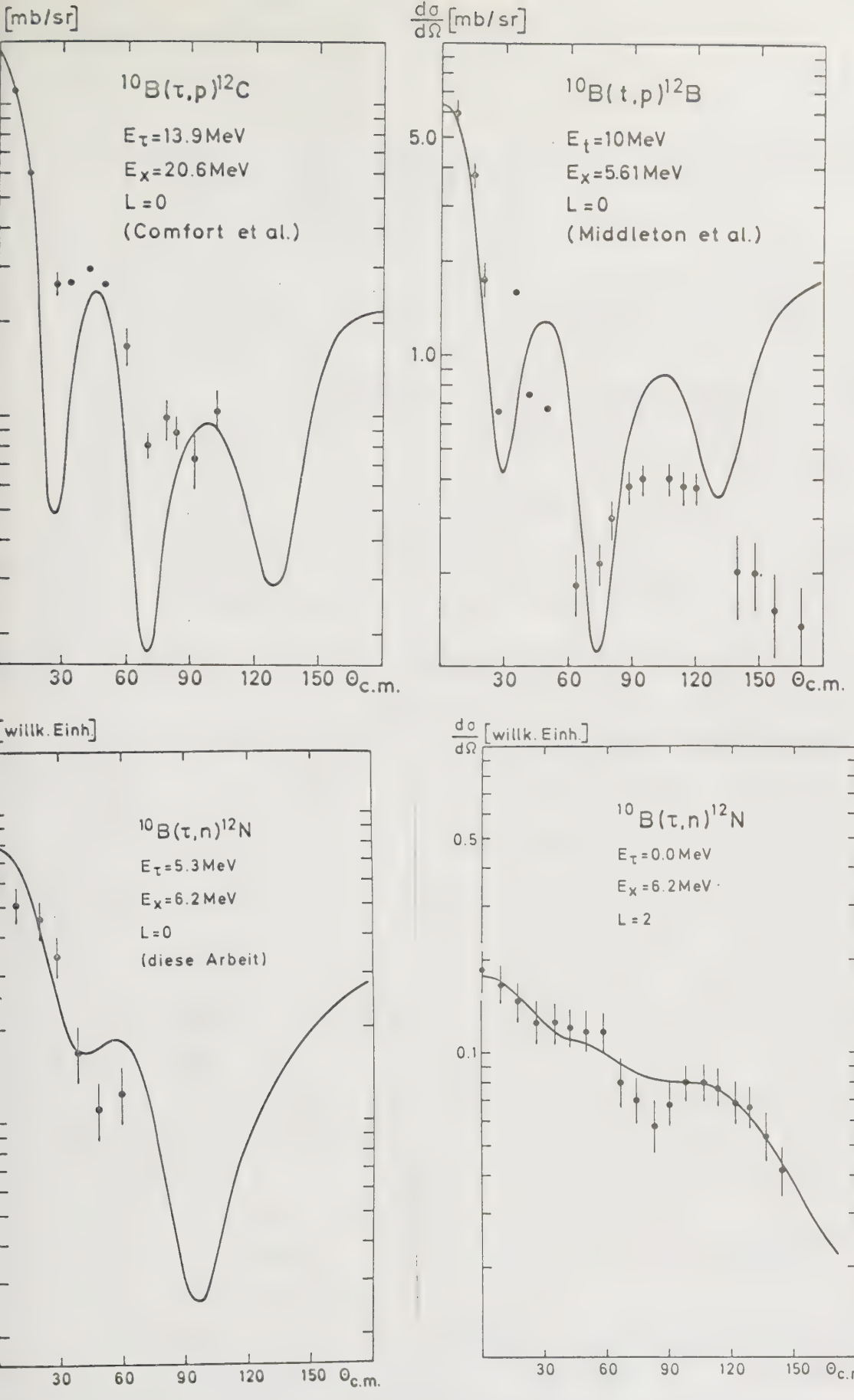


Fig. 4: Experimentelle Winkelverteilungen mit den Ergebnissen der in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen (durchgezogene Kurven) für Übergänge zu Zuständen ^{12}B, ^{12}C und ^{12}N aus Zwei-Nukleonentransferreaktionen am ^{10}B.

Tabelle 1: Parameter des optischen Potentials[a] für ZNTR am ^{10}B

Teilchen	E (MeV)	V_o (MeV)	r_o (fm)	a_o (fm)	W' (MeV)	r' (fm)	a' (fm)	V_{so} (MeV)	r_c (fm)
t + ^{10}B[b]	10	150	1.22	0.73	20	1.25	0.81	24	1.3
τ + ^{10}B[b]	13.9	150	1.22	0.73	20	1.25	0.81	24	1.3
+ ^{10}B[b]	11	150	1.22	0.73	20	1.25	0.81	24	1.3
+ ^{10}B[b]	6.2	120	1.22	0.73	40	1.25	0.81	24	1.3
p + ^{12}B[c]	10	46	1.29	0.66	36	1.25	0.5	24	1.3
p + ^{12}C[c]	9	46	1.29	0.66	36	1.25	0.5	24	1.3
n + ^{12}N[c]	6	46.5	1.29	0.66	36.5	1.25	0.5	24	1.3
n + ^{12}N[c]	1	47	1.29	0.66	37	1.25	0.5	24	1.3
(2p)									
(pn)	gebunden		1.25	0.65			λ_{so}=25		
(2n)									

a) Notation von Bassel et al.[1]

b) Parameter in Anlehnung an die von Hodgson[24] tabellierten Werte gewählt.

c) Parameter mit Hilfe der energieabhängigen Formeln von Wilmore und Hodgson[25] bestimmt.

Auf leichte Änderungen der Potentialparameter reagierte der Wirkungsquerschnitt nicht sehr empfindlich. Als Probe für eine vernünftige Parameterwahl diente bei $^{10}B(\tau,n)$ die gleichzeitige Anpassung der Winkelverteilungen der Übergänge zum Grundzustand und zum 5.3 Niveau im ^{12}N. Dabei wurde für den Cluster im ^{12}N-Grundzustand die vom Schalenmodell her erwartete Konfiguration $(1p_{3/2}{}^1p_{1/2})_{J = 2,\ T = 1}$ zugrunde gelegt. Wie man in Fig. 4 sieht, wurde mit dem in Tabelle 1 angegebenen Parametersatz eine sehr gute Anpassung erreicht. Die Annahme anderer Konfigurationen der übertragenen Cluster bei den drei analogen Zuständen, zum Beispiel $(1d_{5/2})^2$ oder $(2s_{1/2})^2$ oder deren Mischung mit $(1p_{1/2})^2$, bewirkte keine wesentlichen Änderungen in der Form der Wirkungsquerschnitte, wohl aber Änderungen um eine Größenordnung in ihrem Betrag, entsprechend den relativen Phasen bei der kohärenten Überlagerung. Da die Absolutnormierung der berechneten DWBA-ZNTR-Wirkungsquerschnitte noch nicht sehr verläßlich ist, kann mit obigen Ergebnissen eine Beimischung von zum Beispiel $(1d_{5/2})^2$ zu der als dominant angenommenen $(1p_{1/2})^2$-Konfiguration nicht ausgeschlossen sind.
Als wesentlich für eine gute Anpassung der Experimente durch die Rechnung erwies sich die Annahme eines L = 0-Transfers. Beimischung anderer Bahndrehimpulse veränderte die Form der Winkelverteilung völlig. Eine ähnliche DWBA-Analyse der $^{10}B(t,p)$ Daten von Middleton et al. durch Sörensen[26] zeigte ebenfalls, trotz anderer Potential-Parameter - vor allem die Radien waren drastisch verschieden - daß der L = 0 Transfer für das 5.61 MeV Niveau im ^{12}B wesentlich ist. Damit ergibt sich nach den bekannten Auswahlregeln der ZNTR zu Zuständen gleichen Isospins eindeutig der Spin der drei analogen Niveaus zu 3^+.

Die Zuordnung zu einer isobarischen Triade scheint nach den bisher aufgezeigten Eigenschaften gerechtfertigt zu sein. Bei der Diskussion der Koinzidenzmessungen in Abschnitt 5 wird im übrigen noch weitere Evidenz für die T = 1-Zuordnung

zum 20.5 MeV ^{12}C-Niveau gegeben. Außerdem findet sich in den dort diskutierten (n-p)-Winkelkorrelationen ein weiterer Beweis für den L = 0 Transfer.
Aufgrund der ausgeprägten Paarungskorrelation in diesen Zuständen, die durch den großen ZNTR-Wirkungsquerschnitt nahegelegt und von den DWBA-Rechnungen wiedergegeben wird, kann man eine sehr schwache Anregung dieses Tripletts in Reaktionen mit ausgeprägtem Ein-Teilchencharakter erwarten. Bisher gibt es hierzu nur (τ,τ') und (τ,t)-Daten von Ball und Cerny[27], die bestätigen, daß in diesen Reaktionen, die überwiegend Ein-Teilchenübergänge anregen sollten, die beiden Zustände im ^{12}C und ^{12}N gar nicht bzw. nur schwach besetzt werden.

Von Neudatchin[28] wurde darauf hingewiesen, daß Vorwärtsmaxima der beobachteten Art auch unabhängig von L durch einen Zweistufen-Prozeß, der durch einen Rechteckgraphen charakterisiert wird, bewirkt werden können. Jedoch zeigte die Untersuchung von einigen inelastischen Streuprozessen, die nach Neudatchin durch ähnliche Rechteckgraphen beschrieben werden sollten, daß seine Vorhersagen nicht zutrafen.[29]
Damit ist dieser Mechanismus prinzipiell infrage gestellt, und es erscheint gerechtfertigt, angesichts der so vorzüglichen Übereinstimmung der Messung mit der oben beschriebenen DWBA-Rechnung die dortigen Schlußfolgerungen aufrechtzuerhalten.

Theoretische Vorhersagen für die relativen Stärken von ZNTR innerhalb der 1p-Schale, die Energien der erreichten Endzustände und ihre Schalenmodellkonfigurationen finden sich in einer vor kurzem erschienenen Arbeit von Cohen und Kurath.[30] Die Autoren berechnen die cfp für die Zerlegung einer Wellenfunktion von N (1p)-Teilchen in einen Zustand von (N-2) (1p)-Teilchen und den transferierten 2-Teilchencluster, außerdem die entsprechenden Zustandsenergien.
Sie benutzten dabei die schon früher von ihnen angegebenen Wellenfunktionen im intermediären Kopplungsschema für Kerne

der 1p-Schale und das als (8 - 16) POT bezeichnete Wechselwirkungspotential.[31]
Die Rechnungen beschränken sich auf Transfer-Bahndrehimpulse L = 0, 2. Ein-Teilchen-Zustände in höheren Schalen, zum Beispiel in der sd-Schale, werden nicht berücksichtigt. Als Ergebnis erhalten sie für ZNTR am ^{10}B mit L = 0 auch ein isobarisches Triplett von $J^{\pi} = 3^{+}$, T = 1-Zuständen bei einer Anregungsenergie von 19.63 MeV im T_z = 0 Kern ^{12}C, mit einer $(1p_{1/2})^2$-Konfiguration und einem relativ großen cfp.
Die Analogie zu dem oben diskutierten, experimentell bestimmten Triplett ist evident, wobei der Unterschied zu der gemessenen Anregungsenergie von 20.5 MeV nicht zu stark gewertet werden sollte, da die Wechselwirkung immerhin über die ganze 1p-Schale gemittelt wurde.

4.4 Diskussion des ZNTR-Mechanismus

Wie eingangs erwähnt, läßt sich aus einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte zu isobarisch analogen Niveaus Information über den Reaktionsmechanismus der ZNTR gewinnen.[4]
Schreibt man den in Gleichung (4) mit Hilfe der Glendenning'schen Beschreibung der ZNTR berechneten Wirkungsquerschnitt als

$$(5) \qquad \frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \sum_{LSJT} C^2_{ST} \; \sigma^{LSJT}_{JWBA}$$

wobei σ_{DWBA} in der oben erläuterten Weise berechnet wird, so vereinfacht sich dieser Ausdruck für die hier interessierenden Zustände zu

$$(6) \qquad \frac{d\sigma}{d\Omega} \propto C^2_{01} \; \sigma^{L=0,S=0,J=0,T=1}_{DWBA}$$

Da die Wellenfunktionen der Triadenzustände im wesentlichen gleich sind, muß auch σ_{DWBA} bis auf Unterschiede aufgrund verschiedener Einschußenergien und unterschiedlicher Coulomb-Wechselwirkung für die Reaktionen

$$(7) \qquad {}^{10}B \left\{ \begin{matrix} t,p \\ \tau,p \\ \tau,n \end{matrix} \right\} \begin{matrix} {}^{12}B(5.61\ MeV) \\ {}^{12}C(20.5\ MeV) \\ {}^{12}N(5.3\ \ MeV) \end{matrix}$$

gleich sind. Unterschiede in der räumlichen Wellenfunktion der Projektile wurden schon bei der Berechnung des Formfaktors berücksichtigt. Demnach sollte das Verhältnis der durch σ_{DWBA} dividierten experimentellen Wirkungsquerschnitte gleich dem Verhältnis der C_{01}^2 der jeweiligen Reaktionen sein. C_{01}^2 ist definiert durch [2,32]

$$(8) \qquad C_{01}^2 = b_{01}^2 \left| \begin{pmatrix} T_i & T & T_f \\ T_{z_i} & T_z & T_{z_f} \end{pmatrix} \right|^2$$

T_i und T_f sind die Isospins von Anfangs- und Endzustand, die T_z die entsprechenden Projektionen. Da für den ^{10}B-Grundzustand $(T_i, T_{z_i}) = (0,0)$ ist der Isospin-Clebsch-Gordon-Koeffizient identisch gleich 1 für alle drei Reaktionen.

Weiter ist:[4,32]

$$b_{01}^2 = a_0^2 \quad \text{für } (t,p) \text{ und } (\tau,n)$$
$$= 1/2\ a_0^2 \quad \text{für } (\tau,p)$$

wobei a_0^2 dem Spin-Isospin Überlapp der transferierten Teilchen im Ein- und Ausgangskanal proportional ist.
Damit lautet das theoretische Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Triaden-Zustände

$$(9) \qquad \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(t,p)^{theor.}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\tau,p)^{theor.}} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\tau,n)^{theor.}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\tau,p)^{theor.}} = 2$$

Für $^{10}B(t,p)$ und $^{10}B(\tau,p)$ wurden von den Autoren[15,16] absolute Wirkungsquerschnitte angegeben. Division durch σ_{DWBA} bei $\Theta_{cm} = 10^{\circ}$ liefert

$$(10) \qquad \frac{d\sigma'}{d\Omega}(t,p)^{exp} \Big/ \frac{d\sigma'}{d\Omega}(\tau,p)^{exp} \approx 3.5$$

In Anbetracht der groben Potential-Parameter und der daraus abzuschätzenden Unsicherheit für σ_{DWBA} ist das eine vernünftige Übereinstimmung mit der Theorie.

Der Vergleich von (τ,n) und (τ,p) läßt sich nicht direkt durchführen, da bei der (τ,n)-Messung wegen unbekannter Targetdicke keine absoluten Wirkungsquerschnitte bestimmt werden konnten. Eine grobe Abschätzung der Wirkungsquerschnitte läßt sich jedoch aus den in Abschnitt 5 behandelten np-Winkelkorrelationen gewinnen. Dort wird an der Stelle $\Theta_n = 0^{\circ}$, $\Theta_p = 42.5^{\circ}$ der Wirkungsquerschnitt der Korrelation zum 5.3 MeV-Niveau im ^{12}N zu

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_n \, d\Omega_p} \approx 0.28 \text{ mb/sr}^2,$$

der der Korrelation zum 20.5 MeV-Niveau im ^{12}C zu 0.08 mb/sr^2 gemessen. Im Falle des ^{12}C-Niveaus ist die Winkelkorrelation im Polarwinkel isotrop. Bei azimuthaler Isotropie folgt hieraus nach Integration über Ω_n: $\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(42.5^{\circ}) \approx 0.2$ mb/sr. Nimmt man weiter an, daß sich die Form der (τ,p)-Winkelverteilung von $E_\tau = 13.9$ MeV bis $E_\tau = 11$ MeV nicht drastisch ändert, was durch die nur geringfügigen Änderungen in den DWBA-Kurven und die gute Anpassung an die jeweiligen experimentellen Verteilungen bei den verschiedenen Energien

unterstützt wird, so erhält man als Wirkungsquerschnitt unter 0° ca. 1 mb/sr, was erwartungsgemäß etwas kleiner als der von Comfort und Baglin[16] bei E_τ = 13.9 MeV gemessene Wert ist.
Eine analoge Extrapolation im Falle des 5.3 MeV-Niveaus im ^{12}N ist natürlich wegen der asymmetrischen Winkelkorrelation wesentlich unsicherer, sollte aber trotzdem eine grobe Abschätzung liefern. Der extrahierte Wert beträgt $\frac{d\sigma}{d\Omega_n}(0^\circ) \approx 3$ mb/sr.
Da σ_{DWBA} für beide Reaktionen bei 11 MeV etwa gleich ist, ergibt sich:

$$(11) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega}(\tau,n)^{exp} \Big/ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\tau,p)^{exp} \approx 3$$

was wiederum in erstaunlich guter Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage ist.
Zusammen mit dem (t,p)-(τ,p)-Vergleich ergibt sich daraus, daß der Gelendenning'sche Ansatz[2] die hier diskutierten ZNTR am ^{10}B recht gut beschreibt, da zumindest die aus der Theorie erwartete Unterdrückung der (τ,p)-Reaktion gegenüber (τ,n) und (t,p) beobachtet wird, die sich aus der Zerlegung von (τ,p) in (S = 0, T = 1)- und (S = 1, T = 0)-Transfer ergibt.
Genauere Untersuchungen zur Abweichung vom theoretischen Wert verbieten sich hier aufgrund der Unsicherheit der extrapolierten Wirkungsquerschnitte im Falle des (τ,p)- und (τ,n) Vergleichs und der möglichen systematischen Fehler beim Vergleich verschiedener Messungen, die bei stark unterschiedlichen Einschußenergien gemacht wurden.

5 Untersuchung der 3-Teilchenzerfälle in den Reaktionen $^{10}B(\tau,xy)$

Ziel dieser Messungen war es, einerseits zusätzliche Information über die schon in Abschnitt 4 diskutierten Triaden-Zustände bei 20.5 MeV im ^{12}C und 5.3 MeV im ^{12}N zu erhalten, andererseits - einen sequentiellen Verlauf der Reaktion vorausgesetzt - ^{12}C-Niveaus oberhalb von 20 MeV im Gebiet der Dipolriesenresonanz durch die (τ,p)-Reaktion anzuregen, um ihre Verzweigungsverhältnisse auf verschiedene Zerfallskanäle zu untersuchen. Dabei sollte insbesondere die Beobachtung ihres α-Zerfalls Aufschluß über ihren Isospin geben, während andererseits die Verzweigung auf verschiedene angeregte Zustände im Endkern beim Neutronenzerfall zum Beispiel empfindlich von den beteiligten Wellenfunktionen abhängen sollte.
Schließlich konnte erwartet werden, mit Hilfe des Protonenzerfalls von ^{12}N weitere, bisher unbekannte Niveaus in diesem Kern zu finden.

5.1 Kinematik bei Reaktionen mit 3 Teilchen im Endzustand

Eine Reaktion mit drei Teilchen im Endzustand ist kinematisch vollständig beschrieben, wenn neben den Massen m_i aller Teilchen, der Einschußenergie T_1 des Projektils 1 und dem Q-Wert der 3-Teilchen-Reaktion auch die Impulse p_i der auslaufenden Teilchen bekannt sind.

(12) $$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$$

Im Laborsystem, das heißt bei ruhendem Targetkern ($p_2 = 0$), sind durch die Messung 9 skalare Größen zu bestimmen.
Energiesatz

(13) $$T_1 = \sum_3^5 T_i, \qquad T_i = \frac{p_i^2}{2m_i}$$

und Impulssatz

$$(14) \qquad p_1 = \sum_{3}^{5} p_i$$

reduzieren die Zahl der unabhängigen Meßgrößen auf 5, die in einem kinematisch vollständigen Experiment zu bestimmen sind, das heißt aber, daß auf jeden Fall ein Koinzidenzexperiment ausgeführt werden muß.
Bei der hier diskutierten Messung wurden jeweils die Energien und Richtungen von zwei auslaufenden Teilchen, zum Beispiel von 3 und 4 gemessen, damit war das kinematische Gleichungssystem einfach überbestimmt. Trägt man dann für feste Detektorwinkel T_3 als Funktion von T_4 auf, so erhält man kinematische Kurven, auf denen alle physikalisch möglichen Ereignisse liegen müssen, wobei T_3 als Funktion von T_4 maximal zweideutig sein kann. Der Vorteil der Überbestimmung ist darin zu sehen, daß Übergänge zu verschiedenen Endzuständen getrennt werden, da sie aufgrund unterschiedlicher Q-Werte andere kinematische Kurven besitzen. Außerdem läßt sich der Untergrund an zufälligen Koinzidenzen besser abschätzen und eliminieren.

Besonders übersichtlich wird das kinematische System bei den eingangs schon erwähnten Stufenprozessen, bei denen zum Beispiel Teilchen 4 und 5 einen im zeitlichen Vergleich zur Erzeugungsreaktion langlebigen Zwischenzustand {45} bilden. Die Gesamtreaktion läßt sich dann durch zwei nacheinander ablaufende Zwei-Teilchenreaktionen mit den Q-Werten q_1 und q_2 darstellen, wobei gilt:

$$(15) \qquad Q = q_1 + q_2$$

Die Energieerhaltung innerhalb der einzelnen Zerfallsstufen liefert eine weitere Bedingung für das Gesamtsystem, so daß man jetzt, bei gleichen experimentellen Bedingungen, das kinematische System zweifach überbestimmt. Das bedeutet, daß jedem Punkt auf der kinematischen Kurve ein q_1-Wert entspricht.

Den angeregten Niveaus im Zwischenkern entsprechen demnach Maxima der Koinzidenzzählrate längs der kinematischen Kurve.[7] Wichtig ist dabei noch, daß bei Nachweis von Teilchen 3 zusammen mit einem der in der 2. Stufe emittierten Teilchen die Energie T_3 über die Q-Wertgleichung für Zwei-Teilchenreaktionen nur von dem Winkel zwischen Strahlrichtung und Teilchen 3 abhängt, nicht aber von der Richtung, in der das zweite Teilchen nachgewiesen wird. Damit ist es möglich, mit Hilfe der Energie-Winkelbeziehung der gewöhnlichen Q-Wertgleichung für Zwei-Teilchenreaktionen, in den Koinzidenzspektren Zustände im Zwischenkern{ 4 5} zu identifizieren, zum Beispiel teilcheninstabile Zustände bzw. Resonanzen, die mit einer Transferreaktion erzeugt werden.
Für eine ausführlichere Darstellung der kinematischen Beziehungen für 3-Teilchenreaktionen sei hier zum Beispiel auf die Arbeit von Kuhlmann[33] verwiesen.

Wie schon angedeutet, erhält man die Information über den Reaktionsablauf aus einer Analyse der Koinzidenzzählrate längs der kinematischen Kurve. Bei einer eindeutigen Beziehung zwischen T_3 und T_4 erhält man diese Information auch dann, wenn man die Zählrate auf der kinematischen Kurve auf die T_3 oder T_4-Achse projiziert. Diese Projektionsspektren lassen sich im allgemeinen einfacher auswerten als die kinematischen Kurven.

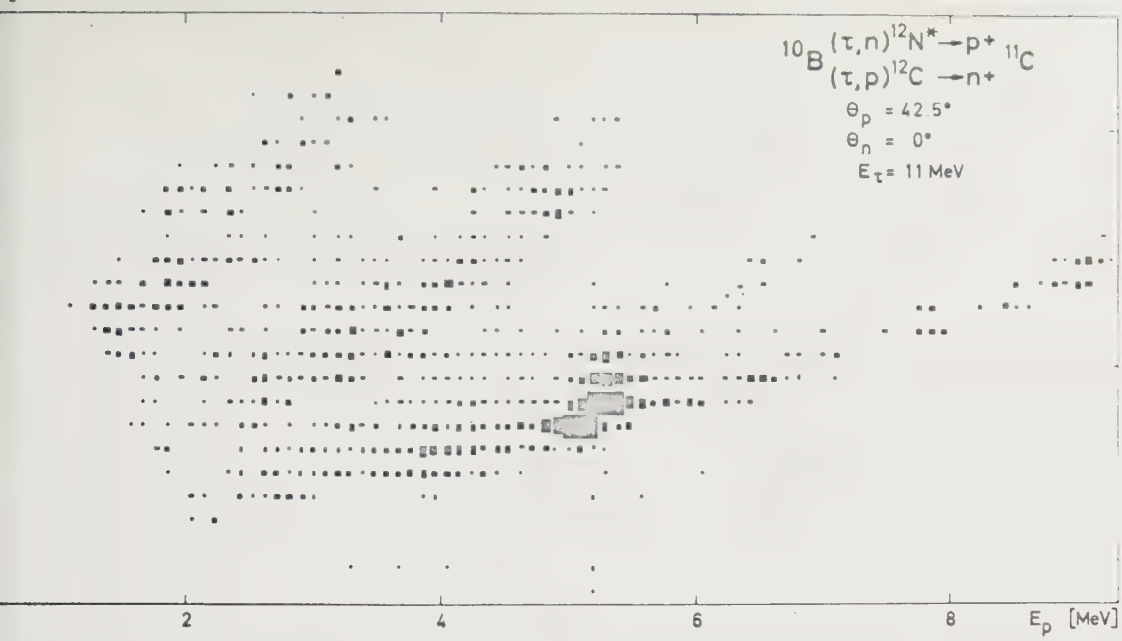
5.2 Experimentelle Ergebnisse

Bei einer Einschußenergie von 11 MeV wurden mit Hilfe von τ-induzierten Reaktionen am ^{10}B folgende Zerfallskanäle registriert:

$$
\begin{array}{lll}
 & p + n + {}^{11}C & Q = +\ 0.975 \text{ MeV} \\
 & p + p + {}^{11}B & = +\ 3.738 \text{ MeV} \\
 & p + d + {}^{10}B & = -\ 5.494 \text{ MeV} \\
{}^{10}B + \tau \rightarrow & p + \tau + {}^{9}Be & = -\ 6.587 \text{ MeV} \\
 & p + \alpha + {}^{8}Be & = +12.326 \text{ MeV} \\
 & d + \tau + {}^{8}Li & = -\ 6.028 \text{ MeV} \\
 & d + \alpha + {}^{7}Li & = -\ 4.346 \text{ MeV}
\end{array}
$$

Die angegebenen Q-Werte[34] beziehen sich auf den Grundzustand des Restkerns. Es wurden Spektren bei mehreren Winkelpaaren in der Reaktionsebene aufgenommen. Es zeigte sich, daß die bei einer mittleren Meßdauer von 12 Stunden pro Winkelpaar aufsummierte Zählstatistik nur bei den (p-p)-, (p-n)- und (p-α)-Koinzidenzen eine Auswertung zuließ. Bei den anderen Zerfällen fanden sich in den zweidimensionalen Spektren überwiegend zufällige Koinzidenzen und nur unter wenigen Winkeln zeigten sich Andeutungen der entsprechenden kinematischen Kurven. Die zwar intensitätsreiche kinematische Kurve zum ^{10}B-Grundzustand im (p-d)-Zerfall konnte dennoch nicht ausgewertet werden, da sie mit der entsprechenden Kurve der Reaktion $^{12}C(\tau,p\text{-}d)$ zusammenfiel und deren Anteil nicht eliminiert werden konnte. Damit entfiel leider die Möglichkeit, die einfache Clusterreaktion $^{10}B + \tau \rightarrow \{^{10}B + d\} + p \rightarrow {}^{10}B + d + p$ zu prüfen.

In Figur 5 a und b wird ein typisches (p-n)-Koinzidenzspektrum mit den zugehörigen, gerechneten kinematischen Kurven dargestellt.
Es sind deutlich getrennte kinematische Kurven für verschiedene ^{11}C-Zustände zu sehen, die vom 4. angeregten Niveau bei 6.34 MeV an mit den Zerfallskurven zu den $(\tau,p\text{-}n)$-Reaktionen an den Targetkontaminationen ^{12}C und ^{16}O zusammenfallen. Die Schwärzung ist der Koinzidenzzählrate proportional.
Es fällt auf, daß besonders die Intensität längs der Kurve $^{10}B(\tau,p\text{-}n)^{11}C_o$ stark schwankt, was darauf schließen läßt, daß der sequentielle Reaktionsmechanismus dominiert.[7]
Diese Stufenprozesse - über Zwischenkernniveaus im Anregungsenergiebereich 20 - 27 MeV im ^{12}C und 3 - 9 MeV im ^{12}N - werden im folgenden ausführlich untersucht.



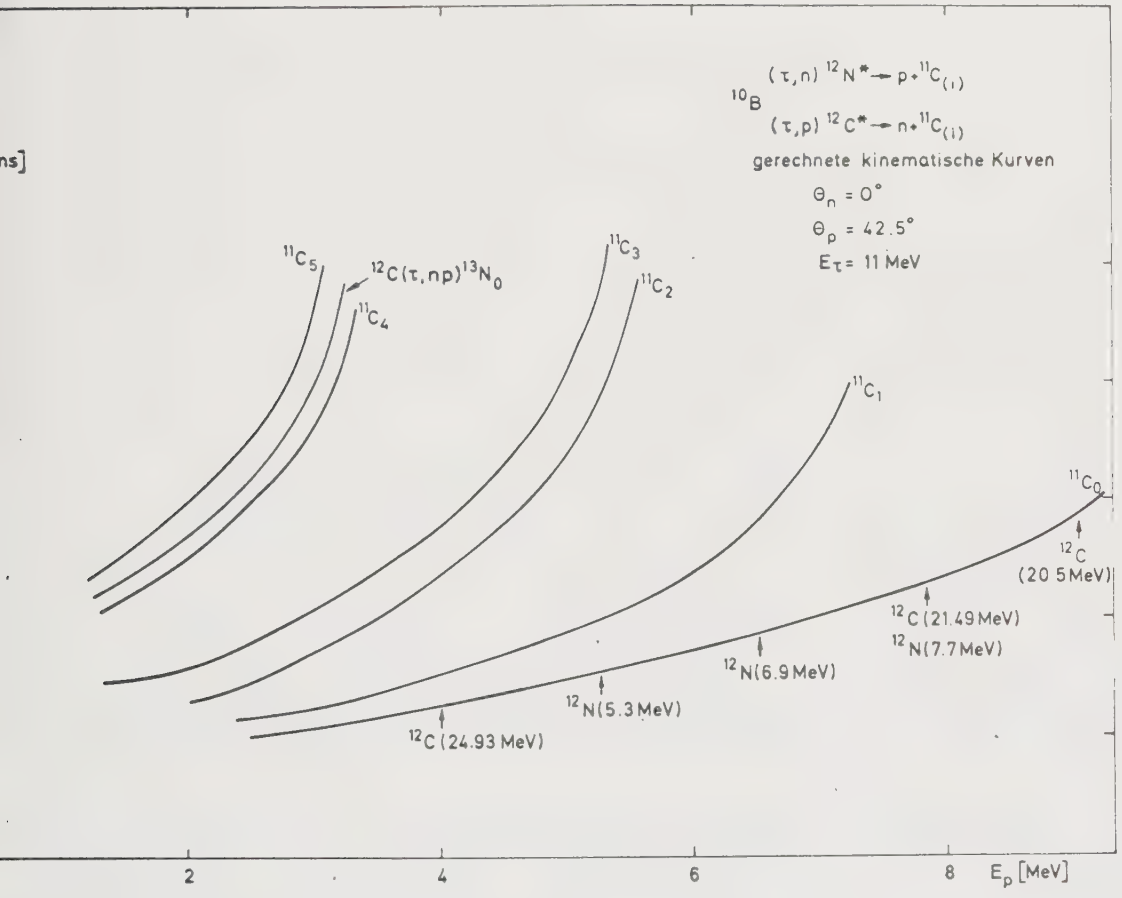


Fig. 5 a: Zweidimensionales Koinzidenzspektrum der Reaktion $^{10}B(\tau,p\text{-}n)^{11}C$ bei E_τ = 11 MeV. Die geschwärzte Fläche ist proportional der gemessenen Koinzidenzzählrate

5 b: Berechnete kinematische Kurven dieser Reaktion zu verschiedenen angeregten Zuständen im ^{11}C. Außerdem sind die entsprechenden Kurven für die Targetverunreinigungen ^{12}C und ^{16}O eingezeichnet.

5.3 Sequentielle Zerfälle über ^{12}C-Niveaus

5.31 (p-n)-Koinzidenzen

Zur Auswertung der zweidimensionalen Spektren wurden, wie schon erläutert, die Projektionen der kinematischen Kurven auf die Protonenenergieachse gebildet. Figur 6 zeigt ein typisches Projektionsspektrum der kinematischen Kurve zum ^{11}C-Grundzustand.

Die beiden Linien im Spektrum mit der größten Intensität gehören zum Zerfall der schon in Abschnitt 4 diskutierten isobarisch analogen Niveaus bei 20.5 MeV im ^{12}C und 5.3 MeV im ^{12}N. Für diese beiden Zustände konnten aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts aus den bei verschiedenen Winkelpaaren (Θ_n,Θ_p) gemessenen Spektren (n-p)-Winkelkorrelationen gewonnen werden, die in Abschnitt 5.5 ausführlich analysiert werden. Teile der übrigen, schwach angeregten Struktur ließen sich mit Hilfe der Energie-Winkelbeziehung bei Stufenprozessen als ^{12}C- bzw. ^{12}N-Niveau identifizieren, wobei Niveaus mit einer Breite > 400 keV nicht mehr vom Untergrund getrennt werden konnten. Voraussetzung für eine eindeutige Identifizierung war die Beobachtung der betreffenden Niveaus unter mindestens drei Winkelpaaren. Die auf diese Weise bestimmten ^{12}C-Niveaus sind in Tabelle 2 zum Vergleich mit den schon aus der Literatur bekannten Daten aufgeführt. (Die ^{12}N-Niveaus werden in Anschnitt 5.4 behandelt.)

Die (p-n)-Koinzidenzmessung zeigt, daß mit der (τ,p)-Reaktion im Gebiet der Riesenresonanz von ^{12}C [35] selektiv einige Zustände angeregt werden, deren Energien und Breiten innerhalb der Meßgenauigkeit gut mit den überwiegend in (p,n), (p,p) und (p,γ) gefundenen Werten sowie mit denen der (τ,p)-Messung von Comfort und Baglin[16] übereinstimmen. Es fehlt jedoch im Spektrum, was wiederum von Comfort und

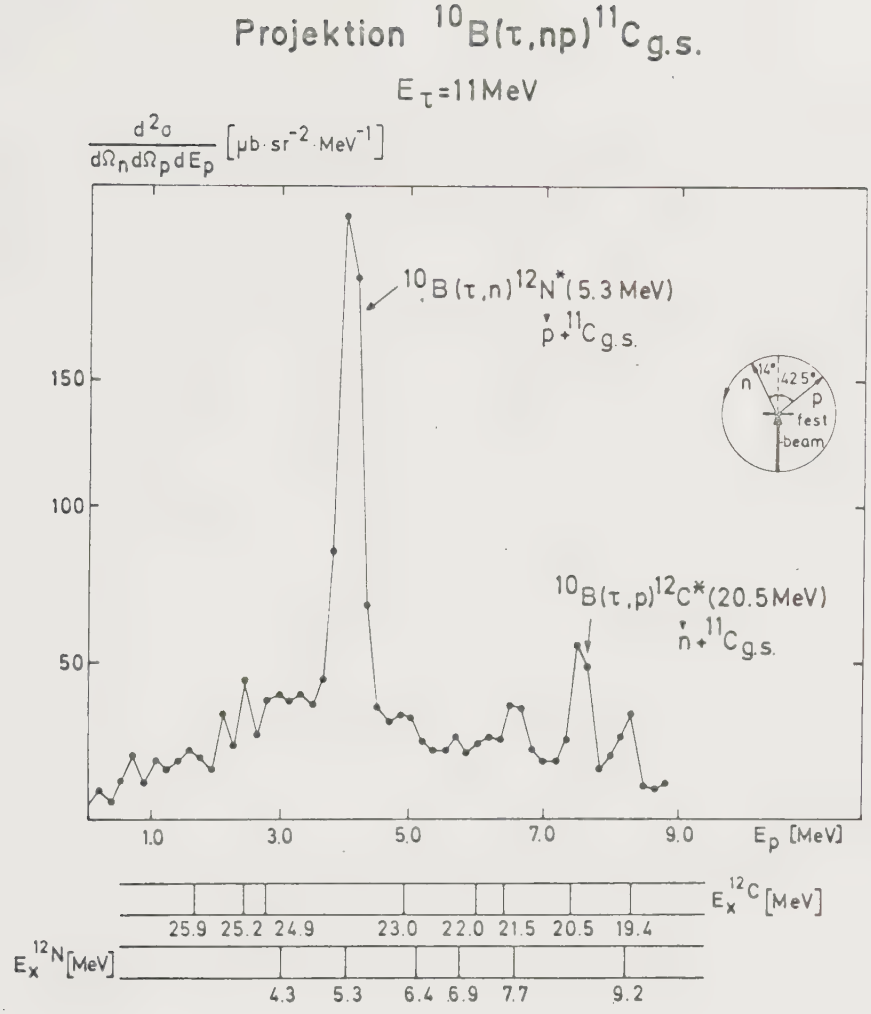


Fig. 6: Projektion der kinematischen Kurve der Reaktion $^{10}B(\tau,p\text{-}n)^{11}C_o$ auf die Protonenenergieachse

Baglin bestätigt wird, jegliches Anzeichen für die breite Riesenresonanzstruktur mit $J^\pi = 1^-$, T = 1 bei 22.6 MeV, die im totalen (γ,n)- und (γ,p)-Wirkungsquerschnitt beobachtet wird. Der bei einer Anregung durch ^{10}B (τ,p) notwendige L = 3-Transfer kann eine Ursache für die starke Unterdrückung dieses Übergangs sein. Es kann aber auch daran liegen, daß die kollektive Riesenresonanzstruktur durch den direkten Zwei-Teilchentransfermechanismus entweder

Tabelle 2: Niveauschema von ^{12}C im Anregungsbereich von 20 - 27 MeV

E_x(MeV)[a]	J^π,T[a]	Γ(keV)[a]	Zerfall[a]	E_x(MeV)[b]	J^π,T[b]	Γ(keV)[b]
20.24		150	p,n			
20.47		180	p,γ_1,α_1	20.5	3^+,1	≈ 250
20.64[c]	(3^-,1)	200	γ,α_o,p,n			
20.99	(,0)[e]	270	p,n			
21.49[c]		430	γ_o,p,n	21.5		
22.1	(,0)[e]		$\gamma_o,\gamma_1,\alpha_o$ p,n	(22.0)		
22.6[c,d]	(1^-,1)	3200	γ_o,p	(22.6)		
22.64		330	p,n			
23.04[c]		60	p,n	23.0		
23.52		350	p,n	23.5		
23.6			$\gamma_o,\gamma_1,\alpha_o$ p,n			
23.89		170	p,n	23.9		> 200
(24.2)						
24.44[c]		80	p,n	24.4		
24.93		900	p,n			
25.25	(,2)	115	γ_1,p,n	25.2		
25.4[d]	(1^-,1)	6500	γ_o,γ_1			
25.96	(,0)[e]	400	p,n,d,α	25.9		
26.9		270	γ_1,p,n	26.9		

a) Daten aus der Zusammenstellung von Ajzenberg-Selove und Lauritsen[14]

b) diese Arbeit, die Fehler in den E_x betragen rund ± 100 keV.

c) Niveaus wurden in der (τ,p)-Messung von Comfort und Baglin[16] beobachtet.

d) Dipolriesenresonanz[35]

e) Isospin aus der (p,pα)-Messung von Epstein et al.[43]

überhaupt nicht angeregt werden kann oder infolge destruktiver Interferenz der einzelnen Zustände nicht in Erscheinung tritt.

Neben dem Zerfall in den Grundzustand von ^{11}C wurden noch die Übergänge in die ersten drei angeregten ^{11}C-Zustände ausgewertet. Allerdings waren hier entweder die Intensität zu gering oder die Energieauflösung in den Spektren so schlecht, daß es nicht möglich war, die Verzweigungsverhältnisse für die beim Grundzustandsübergang identifizierten ^{12}C-Niveaus zu bestimmen. Es konnten nur mittlere Intensitätsverhältnisse ermittelt werden, wobei zu bedenken ist, daß auch Beiträge von sequentiellen Prozessen über ^{12}N-Niveaus in die Mittelung eingehen. Sie sind in Tabelle 3 aufgeführt und werden in Abschnitt 5.33 diskutiert.

5.32 (p-p)- und (p-α)-Koinzidenzen

Figur 7 zeigt ein zweidimensionales Energiespektrum des 3-Teilchenzerfalls

$$^{10}B + \tau \rightarrow {}^{12}C + p \rightarrow {}^{11}B + p + p$$

Es sind mehrere deutlich getrennte kinematische Kurven zu verschiedenen Endzuständen im ^{11}B zu erkennen.
Die Identifizierung von ^{12}C-Niveaus war hier besonders schwierig: 1) wegen der allgemein geringeren Zählrate - das Produkt der Raumwinkel war rund 50 x kleiner als bei der (p-n)-Messung - und 2) wegen der Doppeldeutigkeit der Spektren, weil in beiden Detektoren die gleichen Teilchen nachgewiesen wurden. In Figur 8 ist das noch einmal anhand des Projektionsspektrums für den intensitätsstärksten Zerfall, dem zum ^{11}B-Grundzustand, erläutert.
In diesem Übergang konnten nur bei wenigen Winkelpaaren mehrere ^{12}C-Niveaus identifiziert werden, darunter der T = 1-Zustand bei 20.5 MeV, bei den meisten anderen Winkel-

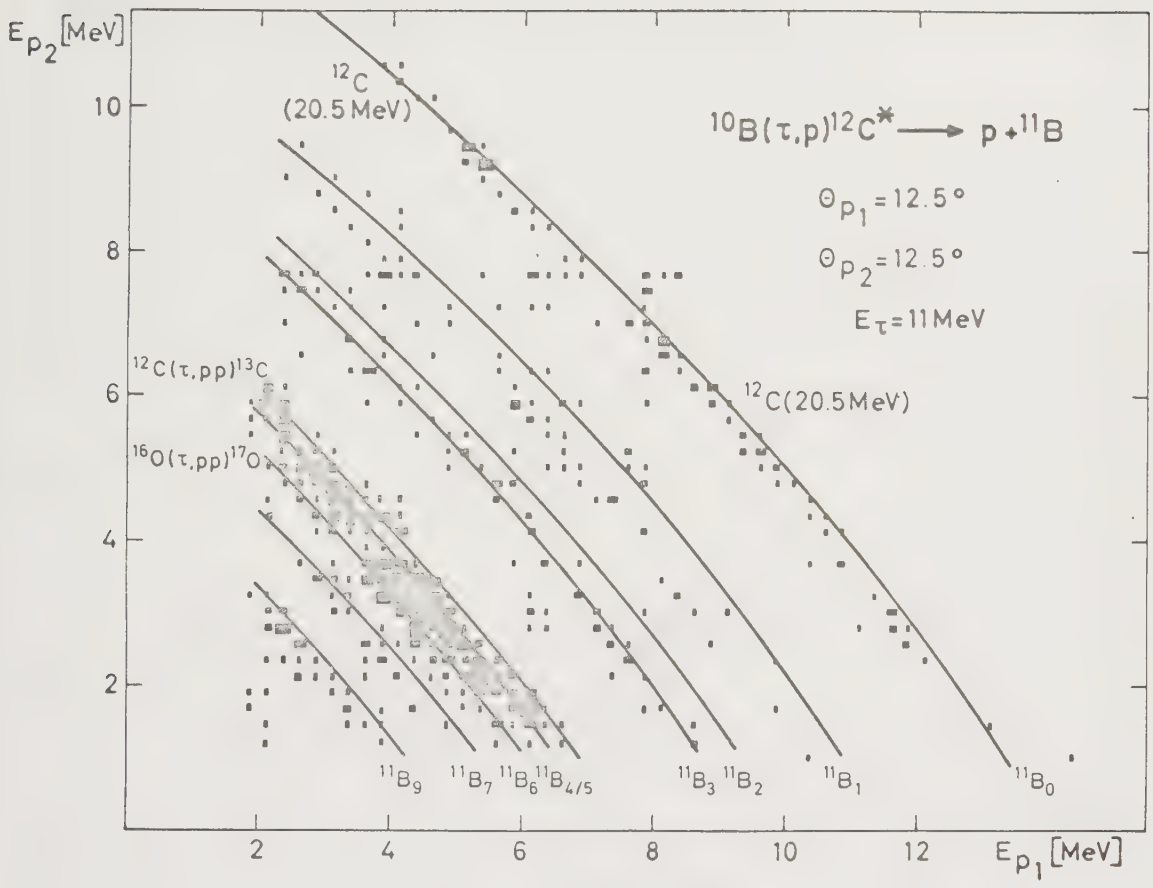


Fig. 7: Zweidimensionales experimentelles Energie-Spektrum der Reaktion $^{10}B(\tau,p\text{-}p)^{11}B$, gemessen bei E_τ = 11 MeV. Die durchgezogenen Linien entsprechen den kinematischen Kurven zu verschiedenen ^{11}B-Niveaus.

paaren eindeutig nur der letztgenannte.
Die Verzweigung auf verschiedene ^{11}B-Zustände wurde ähnlich pauschal bestimmt wie beim (p-n)-Zerfall. Die Werte sind in Tabelle 3 angegeben. Sie werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

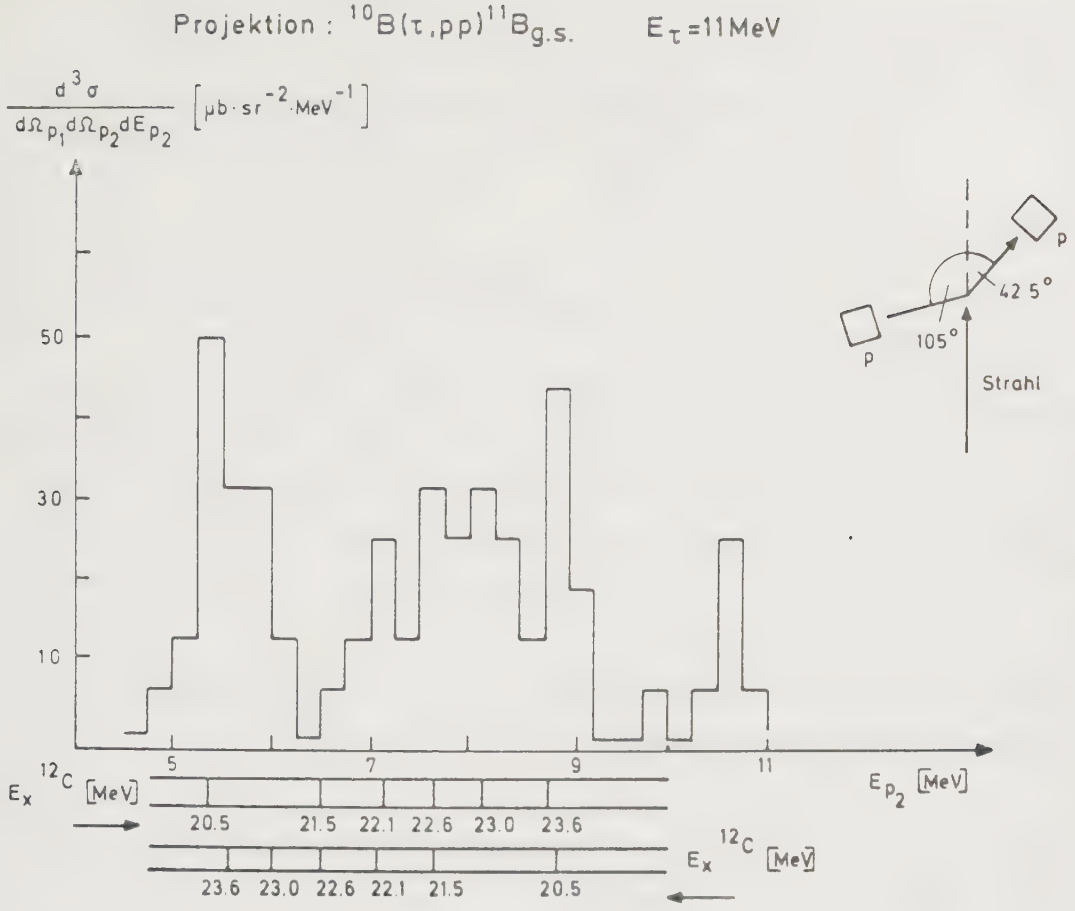


Fig. 8: Projektion der kinematischen Kurve der Reaktion $^{10}B(\tau,p\text{-}p)^{11}B_o$ auf eine Protonenenergieachse

Beim (p-α)-Zerfall schließlich ist zu berücksichtigen, daß neben dem Stufenprozeß

$$^{10}B + \tau \rightarrow {}^{12}C + p \rightarrow {}^{8}Be + \alpha + p$$

auch der direkte 3α-Aufbruch konkurrieren kann:

$$^{10}B + \tau \rightarrow p + \alpha + \alpha + \alpha$$

In diesem Falle sind die "wahren" Koinzidenzen über die gesamte kinematisch erlaubte Fläche in der T_3 - T_4-Ebene verteilt. Die Messung ergab jedoch, daß die Reaktion überwiegend als Stufenprozeß verläuft, in Übereinstimmung mit anderen Untersuchungen zum 3α-Aufbruch des ^{12}C, auch in anderen Anregungsenergiebereichen.[36,37,38)]

Es wurden kinematische Kurven etwa gleicher Intensität zum Grundzustand und zum 1. angeregten im ^{8}Be beobachtet. Wegen der geringen Intensität konnten jedoch keine ^{12}C-Niveaus identifiziert werden.

5.33 Verzweigungsverhältnisse

Die in Tabelle 3 zusammengestellten Meßergebnisse zeigen zunächst, daß sowohl beim (p-n)- als auch beim (p-p)-Zerfall, die jeweils zu analogen Niveaus in den Spiegelkernen ^{11}C und ^{11}B führen, die relativen Verzweigungen auf angeregte Zustände gleich sind.

Tabelle 3: Verzweigungen der Reaktionen ^{10}B(τ,p-n)^{11}C und ^{10}B(τ,p-p)^{11}B auf verschiedene Endkernniveaus

^{11}C(MeV)	rel.Intens.[a)]	^{11}B(MeV)	rel.Intens.[a)]	J^{π}
0.0	10	0.0	10	$3/2^-$
1.995	1	2.124	1	$1/2^-$
4.305 }	7	4.444 }	8	$5/2^-$
4.794		5.019		$3/2^-$

a) Die Intensitäten wurden über etwa 3 MeV, entsprechend einem Anregungsenergiebereich von 22 - 25 MeV im ^{12}C, längs den kinematischen Kurven gemittelt. Die beiden Reaktionen sind nicht aufeinander normiert. Der statistische Fehler der Intensitäten beträgt etwa 15 %.

Auffällig ist die starke Unterdrückung der Übergänge zu den 1. angeregten Zuständen in ^{11}B und ^{11}C gegenüber den etwa gleich starken zu den Grundzuständen und den beiden nicht aufgelösten Niveaus zwischen 4 und 5 MeV.

Bei den nicht in Tabelle 3 erfaßten isobarisch analogen Zuständen bei 20.5 und 5.3 MeV im ^{12}C bzw. ^{12}N sind im allgemeinen nur Übergänge zu den Grundzuständen und den ersten angeregten Niveaus in den A = 11-Kernen energetisch erlaubt, wobei ebenfalls die zu den Grundzuständen eine sehr viel größere Intensität zeigen.

Eine mögliche Erklärung für die starke Bevorzugung der Zerfälle von ^{12}C-Zuständen oberhalb 22 MeV zu den $3/2^-$-Grundzuständen der A = 11-Kerne bietet das von Gillet und Vinh Mau vorgeschlagene 1-Teilchen-1-Loch-Modell für Zustände im Bereich der Riesenresonanz bzw. seine Erweiterung unter Berücksichtigung realistischer Wellenfunktionen.[39,40)]
Hiernach haben die entsprechenden ^{12}C-Niveaus eine große $(1p_{3/2})^{-1}(sd)^1$-Komponente und damit einen großen Überlapp mit den A = 11-Grundzuständen. Die Anregung solcher Komponenten mit der (τ,p)-Reaktion ist durchaus erlaubt. Demgegenüber läßt sich der vorherrschende Zerfall zum ^{11}B und ^{11}C Grundzustand bei den Triadenzuständen mit ihrer ausgeprägten 2-Teilchen-2-Loch-Struktur damit erklären, daß 1) wegen der geringen verbleibenden Energie Übergänge zu angeregten A = 11-Niveaus kinematisch stark behindert sind bzw. unter die Nachweisgrenze der Apparatur fallen und 2) Zerfälle zu den $1/2^-$-Niveaus bei 2 MeV mindestens durch Emission von f-Wellen erfolgen müssen und damit eine stark herabgesetzte Übergangswahrscheinlichkeit haben.

Der Isospin der Dipolriesenresonanz in dem selbstkonjugierten Kern ^{12}C ist durch die elektromagnetischen Auswahlregeln auf T = 1 festgelegt.[35)] Eine dementsprechende Zuordnung zu den beobachteten Niveaus schränkt ihre Zerfallsmöglichkeiten erheblich ein: 1) sollte der Wirkungsquerschnitt für einen α-Zerfall zu T = 0-Zuständen im ^8Be gleich Null sein 2) sollten die Wirkungsquerschnitte für Protonen- und Neutronen-Zerfall gleich sein, bis auf Unterschiede durch die um 3 MeV verschiedenen Zerfallsschwellen. Aufgrund der

niedrigeren Schwellenenergie im Protonenkanal sollte nach einer Abschätzung von Barker und Mann[41] die Protonenemission um höchstens einen Faktor 1.3 bevorzugt werden. In Tabelle 4 sind für die beobachteten ^{12}C-Zustände bis zu 24 MeV Anregungsenergie die Verzweigungsintensitäten, die auf unterschiedlichen Phasenraum und Schwelleneffekte korrigiert sind, für die verschiedenen Teilchenzerfälle jeweils zum Grundzustand des Endkerns angegeben.

Tabelle 4: Relative Intensitäten der Grundzustandsübergänge einiger ^{12}C-Niveaus in den Reaktionen

$$^{10}B(+,p)^{12}C \rightarrow \begin{cases} p + {}^{11}B_o \\ n + {}^{11}C_o \\ \alpha + {}^{8}Be_o \end{cases}$$

E_x(MeV)[a] in ^{12}C	$I_{pp}(^{11}B_o)$[b] $\Theta_p = 42.5^o$ $\Theta'_p = 42.5^o$	$I_{pn}(^{11}C_o)$[b] $\Theta_p = 42.5^o$ $\Theta_n = 44.0^o$	$I_{p\alpha}(^{8}Be_o)$[b] $\Theta_p = 42.5^o$ $\Theta_\alpha = 42.5^o$
20.5/23.5	0.95	1.0	< 0.02
21.5/22.6	0.9	0.22	
23.0/20.99	0.62	0.25	
23.9/20.24	0.38	0.3	

a) Wegen der Doppeldeutigkeit in den (p-p)-Spektren wurden jeweils die sich kreuzenden Linien zusammen ausgewertet, unter Berücksichtigung aller in Tab. 2 aufgeführten Niveaus.

b) Der statistische Fehler beträgt etwa 20 %.

Diese Werte konnten wegen der im allgemeinen zu geringen Koinzidenzzählrate nur bei den angegebenen Winkelpaaren bestimmt werden.
Unter der Annahme, daß die jeweils zu einem ^{12}C-Zustand gehörenden Winkelkorrelationen gleich sind, sollten die in Tabelle 4 angegebenen Intensitäten dem totalen Wirkungsquerschnitt der entsprechenden Zerfallskanäle proportional sein. Das wird bestätigt durch die bei zwei weiteren Winkelstellungen ($\Theta_p = 42.5^\circ$, $\Theta_{p/n} = 110^\circ$) und ($\Theta_p = 42.5^\circ$, $\Theta_{p/n} = 120^\circ$) ermittelten Zerfallsintensitäten, die durch Integration über ein Energieintervall von 21.5 bis 24 MeV im ^{12}C gewonnen wurden und die die Ergebnisse von Tabelle 4 bestätigen. Das gleiche gilt für das getrennt ausgewertete Niveau bei 20.5 MeV.

Generell zeigen die Ergebnisse in Tabelle 4, daß der α-Zerfall für alle betrachteten Zustände einen sehr geringen Wirkungsquerschnitt hat, wobei der angegebene Wert als Mittelwert längs der kinematischen Kurve für die individuellen Niveaus noch als obere Grenze anzusehen ist.
Weiter sind, wie nach den Ergebnissen von Abschnitt 4 erwartet wurde, Protonen- und Neutronenzerfall für das 20.5 MeV-Niveau gleich wahrscheinlich. Damit erscheint die dort getroffene T = 1-Zuordnung als endgültig gerechtfertigt. Aus dem gleichen Grunde ist bei dem 23.9 MeV-Zustand T = 1 wahrscheinlich. Die Überlagerung mit den 23.5 bzw. 20.24 MeV-Niveaus bewirkt zwar in beiden Fällen eine gewisse Unsicherheit, doch sollte zumindest im Falle des 20.5 MeV-Niveaus die im Spektrum gemessene Intensität überwiegend von diesem bestimmt werden. (siehe auch Abschnitt 5.32)
Bei den anderen Zuständen jedoch findet sich eine starke Bevorzugung des Protonenzerfalls. Ein ähnliches Verhalten zeigen die (γ,p)- und (γ,n)-Wirkungsquerschnitte im Bereich der Dipolriesenresonanz von ^{12}C, wo im Mittel der (γ,p)-Wirkungsquerschnitt über einen Energiebereich von mehreren MeV etwa doppelt so groß wie der von (γ,n) ist.[42)]

Barker und Mann[41] konnten diesen Effekt durch eine kleine T = 0-Beimischung zu den T = 1-Dipolzuständen erklären. Sie zeigten, daß schon Beimischungen von 1 % den gemessenen Faktor 2 im Wirkungsquerschnitt hervorrufen können. Eine entsprechende qualitative Deutung bietet sich auch im vorliegenden Fall an.
Es ist hier allerdings auch vorstellbar, daß die primäre (τ,p)-Reaktion benachbarte reine T = 0- und T = 1-Zustände anregt, deren Amplituden sich kohärent überlagern und damit eine ähnliche Wirkung erzielen.
Schließlich ist auch denkbar, daß im betrachteten Anregungsenergiebereich eine Protonen-Partialwelle eine Resonanz im optischen Potential durchläuft, während die entsprechende Neutronenresonanz, aufgrund der unterschiedlichen optischen Potentiale für Protonen und Neutronen, bei einer anderen Energie auftritt. Hierdurch ließe sich auch die bevorzugte Protonenemission erklären.

Es sei noch vermerkt, daß von Epstein et al.[43] ebenfalls der sequentielle p und α-Zerfall von ^{12}C-Zuständen oberhalb 20 MeV untersucht wurde, die durch die (p,p')- und (α,α')-Reaktionen angeregt wurden. Die Autoren beobachteten ein stark angeregtes Niveau bei 20.3 $\pm$ 0.5 MeV, das nur im (p-p)- nicht aber im (p-α)-Zerfall oder im (p,p') bzw. (α,α')-Einzelspektrum zu sehen war und ordneten ihm T = 1 zu. Es scheint mit dem in dieser Arbeit bei 20.5 MeV gefundenen T = 1-Zustand identisch zu sein. Andererseits wurde von ihnen ein Niveau mit einem sehr großen Wirkungsquerschnitt im (p-α)-Kanal bei 21.1 MeV gesehen, dem sie deshalb T = 0 zuordnen, was in der vorliegenden Messung nicht gefunden werden konnte. Ebenso werden zwei weitere bei ihnen im (p-α)-Zerfall relativ stark erscheinende T = 0-Zustände bei 22.2 und 26 MeV mit der (τ,p)-Reaktion offenbar nur schwach angeregt.

Insgesamt ergibt sich aus dieser Untersuchung sequentieller 3-Teilchen-Zerfälle über ^{12}C-Zwischenzustände, daß im An-

regungsenergiebereich 20 - 27 MeV mit der primären (τ,p)-Reaktion nur wenige der vor allem aus (p,n), (p,p) und (p,γ) bekannten Niveaus angeregt werden (siehe Tabelle 2). Es zeigt sich auch in den Zerfallskanälen wegen seines großen Wirkungsquerschnitts deutlich die Sonderstellung des Triadenzustandes bei 20.5 MeV. Von den anderen, nur schwach angeregten Zuständen läßt sich einerseits sagen, daß sie vermutlich nur geringen 2-Teilchen-2-Loch-Charakter haben. Andererseits scheinen sie aber auch keine reinen 1-Teilchen-1-Loch-Dipolzustände zu sein, da die Dipolriesenresonanz selbst offenbar mit der (τ,p)-Reaktion nicht merklich angeregt werden kann. Vermutlich bestehen sie aus einer Überlagerung verschiedener solcher Strukturkomponenten.
Die Unterschiede zwischen Neutronen und Protonen-Zerfallsquerschnitten schließlich lassen sich ebenfalls nicht eindeutig erklären.

5.4 Sequentielle Zerfälle über ^{12}N-Niveaus

Der T = 1-Kern ^{12}N kann bis zu einer Anregungsnergie von ≈ 8 MeV nur durch Protonenemission zerfallen. Dementsprechend wurde hier nur der (n-p)-Zerfall registriert.
Die experimentellen Spektren wurden bereits in Abschnitt 5.3 diskutiert (Fig. 6). Es zeigte sich, daß der stärkste in den Koinzidenzspektren überhaupt beobachtete Übergang vom p-Zerfall des Triadenzustandes bei 5.3 MeV im ^{12}N zum ^{11}C-Grundzustand herrührte. Seine Verzweigung auf andere ^{11}C-Zustände wurde bereits zusammen mit der des analogen ^{12}C-Zustandes untersucht. Daneben ließen sich im Übergang zum ^{11}C-Grundzustand weitere, wesentlich schwächer angeregte Zustände identifizieren, von denen 4 bisher noch nicht bekannt waren. Das resultierende Niveauschema von ^{12}N findet sich, zusammen mit den Ergebnissen anderer Messungen, in Tabelle 5.

Tabelle 5: Niveauschema von ^{12}N

E_x(MeV)[a]	J^π [a]	(keV)[a]	E_x(MeV)[c]	J^π [c]	(keV)[c]
0.0	1^+		0.0	1^+	
0.96	2^+ [b]	< 50	0.96		
1.20		140	1.20		
1.65			1.7		
2.35			2.4		
3.15		280	3.15		≃ 300
3.55		270	3.55		≃ 300
4.23[b]			4.3		> 300
5.3 [b]			5.3	3^+	≃ 250
			6.4		
			6.9		
			7.7		< 200
			9.2		

a) Daten aus der Zusammenfasung von Ajzenberg-Selove und Lauritsen[14] oder gesonderter Hinweis.

b) (τ,t)-Messung von Ball und Cerny[27]

c) diese Arbeit: Niveaus bis E_x = 5.3 MeV wurden in der (τ,n)-Messung, mit einem mittleren Fehler von ± 50 keV, gefunden, Niveaus mit E_x > 3.15 MeV in der (τ,n-p)-Messung mit einem mittleren Fehler von ± 100 keV identifiziert.

Die Übereinstimmung der verschiedenen Messungen ist ausgezeichnet. Verzweigungen auf angeregte ^{11}C-Niveaus konnten nur für die Zustände oberhalb von 5.3 MeV untersucht werden, und zwar nur gemeinsam mit ^{12}C-Niveaus, wie schon in Abschnitt 5.31 erläutert wurde. Es gelten die entsprechenden pauschalen Abschätzungen aus Tabelle 3.

5.5 n-p Winkelkorrelationen

Die Messung von Winkelkorrelationen wird in der γ-Spektrometrie seit langem benutzt, die beim Zerfall einer Kaskade beteiligten Drehimpulse zu bestimmen.[44] Der für eine solche Analyse entwickelte mathematische Apparat läßt sich mit gewissen Modifikationen auch bei Teilchen-Teilchenkorrelationen anwenden.[45] Aus der Theorie folgt, daß die Korrelation dann besonders einfach, nämlich isotrop, wird, wenn der Bahndrehimpuls eines der in der Kaskade emittierten Teilchen Null ist und der Zwischenzustand eine wohldefinierte Parität besitzt.
Das ist im Falle der beiden schon ausführlich untersuchten, isobarisch analogen Niveaus im ^{12}C und ^{12}N gegeben, da diese mit L = 0 in der primären (τ,p)- bzw. (τ,n)-Reaktion gebildet werden. Bei dem großen Wirkungsquerschnitt dieser beiden Zerfälle im (n-p)-Kanal (siehe Figur 6) ließen sich hierfür die in Figur 9 a und b dargestellten Korrelationen extrahieren.

Die zum 20.5 MeV Niveau gehörige Verteilung zeigt die erwartete Isotropie und rechtfertigt damit noch einmal den aus der DWBA-Analyse bestimmten Bahndrehimpuls L = 0 für den transferierten Cluster. Anders dagegen die Korrelation zum 5.3-MeV-Niveau im ^{12}N. Hier ist die Verteilung 1) nicht isotrop und 2) asymmetrisch um 90°.
Die Anisotropie ist zwar nicht sehr groß, aber eindeutig außerhalb der Fehlergrenzen und ließ sich bei einer Nachmessung reproduzieren. Eine solche Form der Winkelkorrelation kann nur dadurch bewirkt werden, daß anstelle eines einzigen Zwischenniveaus mit eindeutiger Parität mindestens zwei überlappende Zustände verschiedener Parität am Zerfall beteiligt sind.[44]

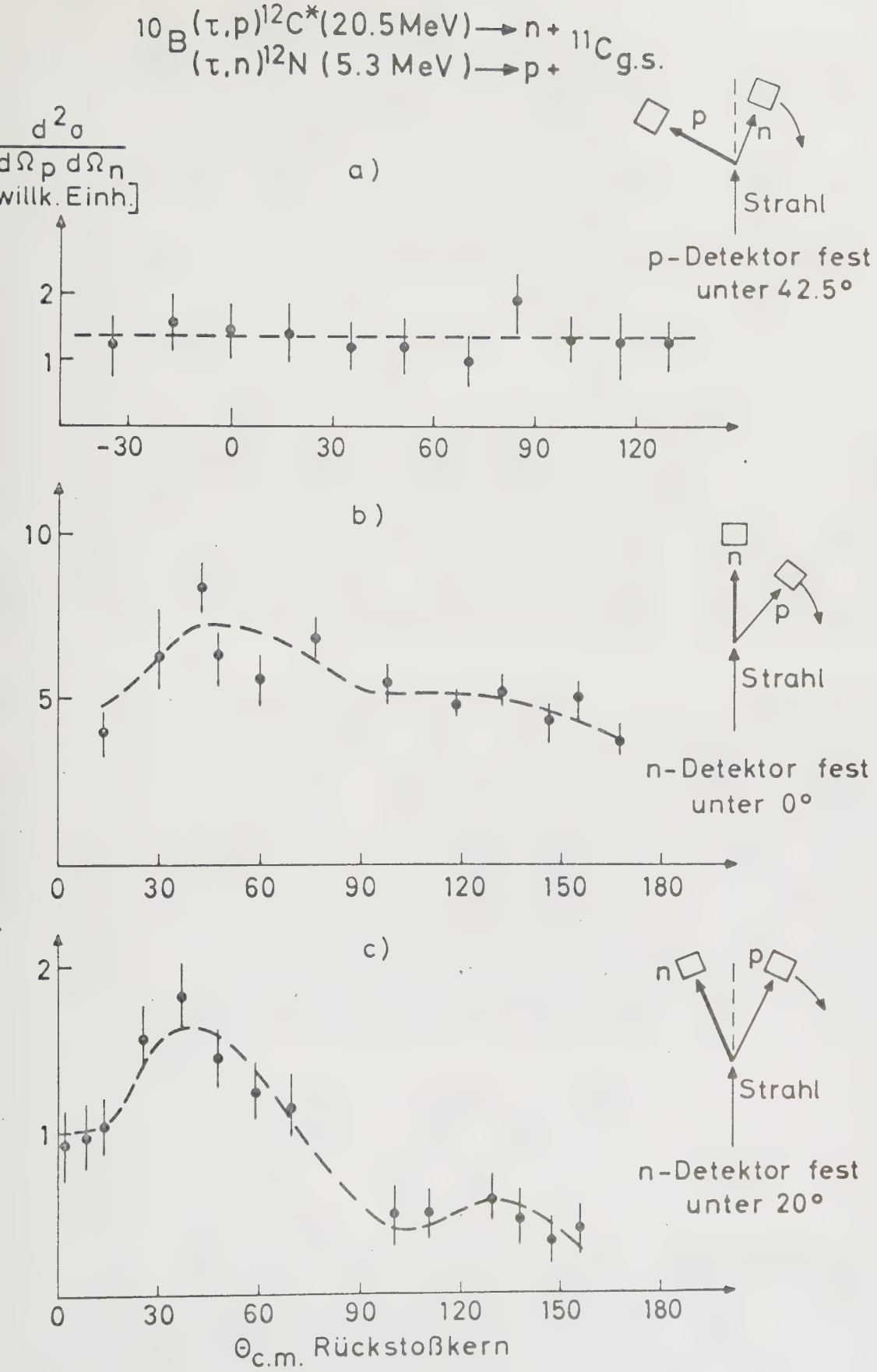

$^{10}B(\tau,p)^{12}C^*(20.5\,MeV) \rightarrow n + {}^{11}C_{g.s.}$
$(\tau,n)^{12}N\,(5.3\,MeV) \rightarrow p +$
$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p\, d\Omega_n}$
willk. Einh.]
a)
p
n
Strahl
p-Detektor fest
unter 42.5°
2
1
-30
0
30
60
90
120
b)
10
5
n
p
Strahl
n-Detektor fest
unter 0°
0
30
60
90
120
150
180
c)
2
1
n
p
Strahl
n-Detektor fest
unter 20°
0
30
60
90
120
150
180
$\Theta_{c.m.}$ Rückstoßkern

Fig. 9: (n-p)-Winkelkorrelation zum 3-Teilchenzerfall in der Reaktion $^{10}B(\tau,n\text{-}p)^{11}C$ über Niveaus in den Zwischenkernen ^{12}C und ^{12}N.

9 a: (n-p)-Winkelkorrelation aus der Reaktion $^{10}B(\tau,p)^{12}C$ (20.5) MeV → n + $^{11}C_o$ bei E_τ = 11 MeV

9 b: (n-p)-Winkelkorrelation aus der Reaktion $^{10}B(\tau,n)^{12}N$ (5.3) MeV) → p + $^{11}C_o$ bei E_τ = 11 MeV

9 c: wie 9 b bei E_τ = 10 MeV

Die primäre (τ,n)-Winkelverteilung (siehe Figur 2) gibt hierüber keinen direkten Aufschluß. Aus ihr läßt sich nur der L = 0 Transfer zum 3^+ Niveau entnehmen, woraus sich zumindest schließen läßt, daß der Beitrag des Zustandes negativer Parität, der aufgrund der Auswahlregeln der ZNTR nur ungerade L beimischen kann, viel schwächer sein muß.

Ziel einer Analyse ist es nun, 1) die relativen Stärken der beiden Niveaus und 2) den unbekannten Spin zu bestimmen. Im Prinzip kann man diese Daten bei teilcheninstabilen Niveaus in Form von reduzierten Breiten auch aus der Protonenstreuung am Endkern erhalten. Diese Methode läßt sich jedoch hier bei dem kurzlebigen, β^+-instabilen ^{11}C nicht anwenden. In diesem Falle kann daher nur eine Untersuchung der Winkelkorrelation die gewünschte Information liefern. Zerlegt man die Korrelation in eine Summe von Legendre-Polynomen:

$$(16) \qquad W(\Theta_p,\Theta_n) = a_{kq}\, Y_{kq}(\Theta_p,\Theta_n)$$

$$\Longrightarrow a_{ko}\, Y_{ko}(\Theta_p) = a_k P_k(\cos\Theta_p)$$

(q = 0, weil die Neutronen unter 0° nachgewiesen werden), so sind die Koeffizienten a_k proportional einem Produkt der T-Matrixelemente, die die Zerfälle der beiden überlappenden Niveaus beschreiben. Die wiederum lassen sich zerlegen in Produkte von Matrixelementen, die einerseits die

Besetzung der Zustände durch die ZNTR und andererseits ihren Zerfall über einen Protonenkanal mit Drehimpuls j_p und Parität π beschreiben, unter Berücksichtigung von Energien und Breiten des Systems.

Im folgenden sollen die Ergebnisse eines zusammen mit Huby und Liu[46] durchgeführten Versuches, die in Fig. 9 b gezeigte Korrelation in entsprechender Weise zu analysieren, diskutiert werden. Eine Anpassung der experimentellen Verteilung durch Legendre-Polynome nach der Methode der kleinsten Quadrate ergab als Wahrscheinlichkeiten für den maximalen Grad K der aufzusummierenden Polynome:
87 % für $k = 2$, 82 % für $k = 3$ und 84 % für $k = 4$.
Das bedeutet aber, daß die Korrelation nicht zwingend durch eine bestimmte Kombination von P_k beschreibbar ist. Die zugelassenen k verlangen mindestens Bahndrehimpulse $L = 0, 1, 2$ für die übertragenen Protonen, wobei $L = 0, 2$ ausschließlich zu dem 3^+ Niveau gehören. Nimmt man an, daß der Zustand negativer Parität allein durch $L = 1$-Transfer erzeugt wurde, so wird a_4 ausschließlich durch den $L = 2$-Beitrag bestimmt und a_3 durch die Überlagerung von $L = 1$ und 2.

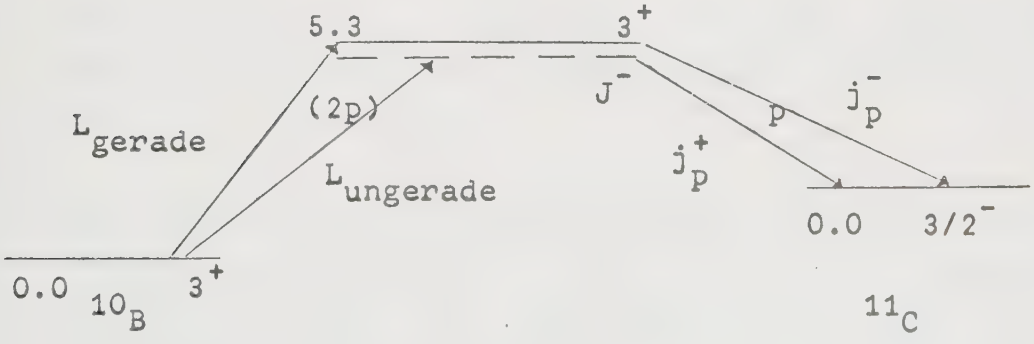


Fig. 10: Schematischer Ablauf der Reaktion $^{10}B(\tau,n)^{12}N \rightarrow p + {}^{11}C_o$ über zwei Niveaus verschiedener Parität im ^{12}N

In Abschnitt 4 wurde jedoch gezeigt, daß der L = 2-Beitrag, wenn überhaupt, dann nur sehr klein sein kann. Damit sollten a_4 und a_3 ebenfalls sehr klein sein, und es erscheint gerechtfertigt, die Korrelation zunächst nur als Summe von P_0 bis P_2 zu interpretieren.

In Tabelle 6 sind die bei L = 1 erlaubten Spins des Zustandes negativer Parität und die der auslaufenden Protonen zusammengestellt.

Tabelle 6: Liste der möglichen Spins für den ^{12}N-Zustand und die Zerfallsprotonen zum ^{11}C-Grundzustand bei einem L = 1-Übertrag in der $^{10}B(\tau,n)$-Reaktion

$J^-(^{12}N)$	j_p^π(Zerfallsproton)
2^-	$1/2^+$, $3/2^+$, $5/2^+$, $7/2^+$
3^-	$3/2^+$, $5/2^+$, $7/2^+$, $9/2^+$
4^-	$5/2^+$, $7/2^+$, $9/2^+$, $11/2^+$

Der Bereich der j_p^π-Werte läßt sich unter Berücksichtigung des Schalenmodells und der Ein-Teilchenenergien auf $(1/2, 3/2, 5/2)^+$ einschränken.

Nimmt man dann zum Beispiel als Spin des unbekannten Niveaus 4^- an, so ist $j_p^\pi = 5/2^+$ ($d_{5/2}$-Proton) eindeutig festgelegt. Damit läßt sich dann zumindest das Vorzeichen von a_2 berechnen, und es zeigt sich, daß es mit dem aus der experimentellen Verteilung gewonnenen übereinstimmt. Über den Betrag von a_2 jedoch läßt sich nichts sagen, da die Größe der beteiligten Matrixelemente nicht bekannt ist.

Für Spins 2^- und 3^- hingegen kann man noch nicht einmal das Vorzeichen angeben, da j_p^π nicht mehr eindeutig bestimmt ist. Die Größe der Matrixelemente konnte von Huby und Liu[47] in einem analogen Fall bei der Reaktion $^{12}C(d,np)$, die über zwei überlappende Niveaus im ^{13}N mit bekannten Spins verlief, in der PWBA[+] oder Butler-Näherung[48] bestimmt werden. Die damit berechneten relativen Stärken der beiden Niveaus stimmten ziemlich gut mit den aus der Protonenstreuung am ^{12}C ermittelten reduzierten Breiten überein.

Eine ähnliche Rechnung hier durchzuführen, scheint jedoch nicht sehr sinnvoll zu sein, da einerseits die Butler-Näherung für eine ZNTR nicht mehr adäquat ist und andererseits vor allem die Anzahl der wirklich zu berücksichtigenden Legendre-Polynome aus dieser Messung allein nicht festgelegt werden kann.
Der Versuch, aus den gemessenen Breiten der Zustände reduzierte Breiten zu extrahieren, erscheint ebensowenig sinnvoll, da sowohl die hierzu benötigten beteiligten Drehimpulse als auch die Ein-Teilchen-Breiten nicht verläßlich bekannt sind.

So muß insgesamt festgestellt werden, daß keine zwingenden Aussagen über den Spin und die relative Stärke des mit dem 3^+-Triadenzustand im ^{12}N überlappenden Niveaus gemacht werden können. Unstrittig scheint allein seine Existenz zu sein.
Um eine mögliche Energieabhängigkeit seiner Stärke zu prüfen, wurde die Korrelationsmessung bei E_τ = 10 MeV in etwas anderer Geometrie wiederholt. Sie zeigt jedoch, wie in Fig. 9 c zu sehen ist, ein sehr ähnliches Verhalten. Das könnte ein Hinweis darauf sein, daß ungerade Drehimpulse $L > 1$ nicht beteiligt sind, da deren Stärke sehr stark mit der Einschußenergie abnehmen sollte.

+) plane-wave-Born-approximation

5.6 Termschema von T = 1-Zuständen in Kernen der Masse 12

Figur 11 gibt eine Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit für die Niveauschemata von ^{12}B, ^{12}C und ^{12}N zum Vergleich mit anderen Messungen. In das ^{12}C-Termschema wurden nur die von Cerny und Ball[27] identifizierten T = 1-Zustände und oberhalb von 20 MeV die in dieser Arbeit gefundenen Niveaus eingezeichnet, für die, zumindest wegen ihrer geringen α-Zerfallsintensität, eine T = 1-Zuordnung nicht wahrscheinlich ist.
Die gestrichelten Linien verbinden Niveaus, deren Zugehörigkeit zu isobarischen Triaden als gesichert anzusehen ist.[27] Demgegenüber zeigen die strichpunktierten Linien versuchte Zuordnungen gemäß dem bei den unteren Niveaus beobachteten Trend in den Anregungsenergien.
Der Vergleich mit den von Cohen und Kurath[30] vorhergesagten T = 1-Zuständen ist nicht befriedigend, vermutlich weil diese Autoren sich bei ihren Rechnungen allein auf Anregungen innerhalb der 1p-Schale beschränkten.

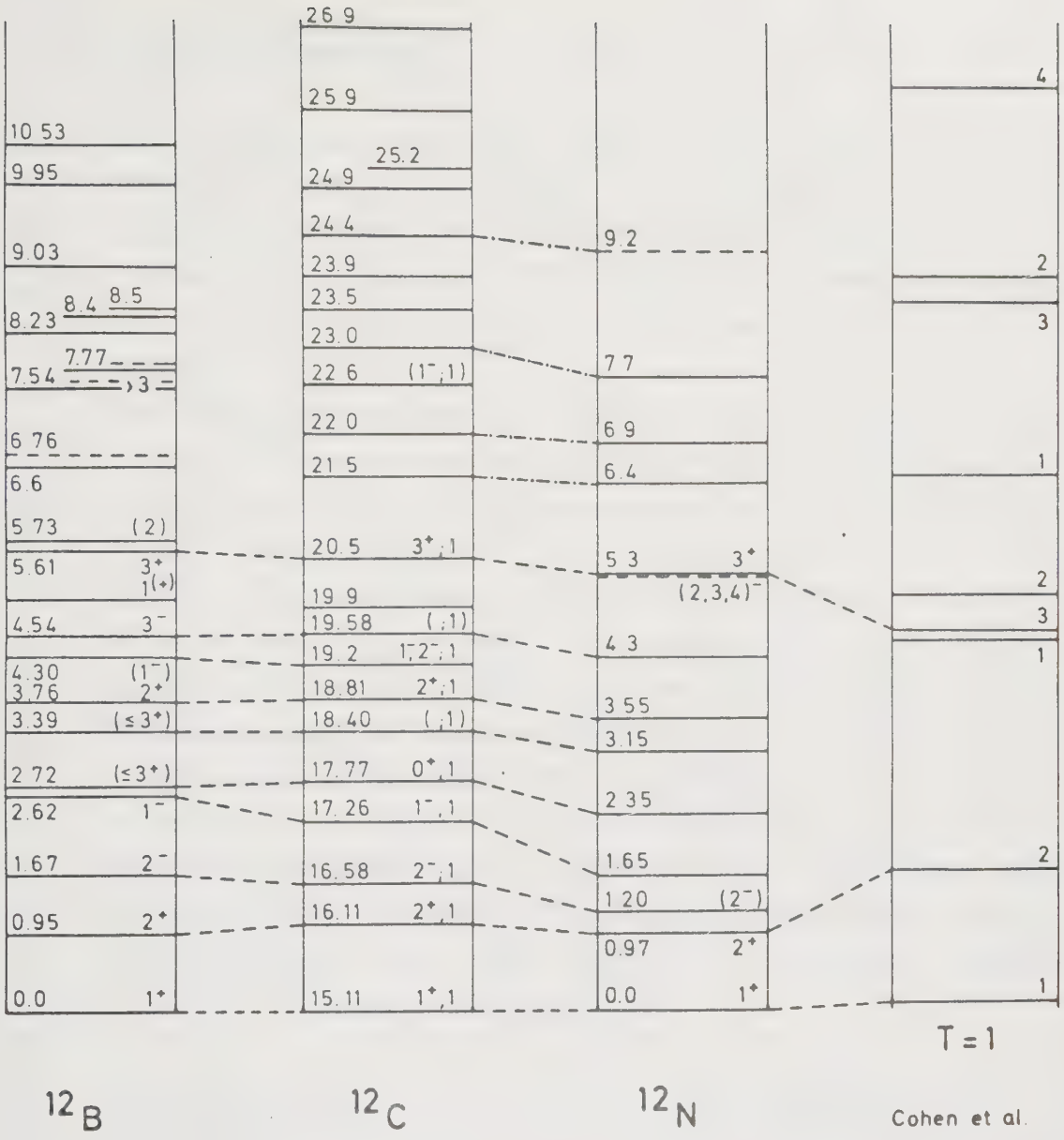


Fig. 11: Termschema von T=1-Zuständen in Kernen der Masse 12

6 Schlußbemerkung

Es war das Hauptanliegen dieser Arbeit, mit Hilfe direkter Zwei-Nukleonentransferreaktionen einerseits und aus der Untersuchung von 3-Teilchenreaktionen andererseits, möglichst vielfältige spektroskopische Information über teilcheninstabile Zustände in Kernen der Masse 12 zu erhalten.
Ein eindrucksvolles Beispiel hierfür lieferte die Analyse eines Tripletts von isobarisch analogen Zuständen mit dem Spin 3^+ bei den Anregungsenergien 5.61 MeV im ^{12}B, 20.5 MeV im ^{12}C und 5.3 MeV im ^{12}N, das durch die (t,p)-, (τ,p)- und (τ,n)-Reaktionen am ^{10}B erzeugt wurde. Die Spins dieser Niveaus und ihre Wellenfunktionen wurden unter Verwendung einer modifizierten DWBA aus den differentiellen Reaktions-Wirkungsquerschnitten extrahiert. Dabei ergab sich gleichzeitig eine Bestätigung des theoretischen Ansatzes zur Beschreibung des Reaktionsmechanismus aus einem Vergleich der absoluten Wirkungsquerschnitte der einzelnen Reaktionen. Es zeigte sich, daß aus der Messung von Teilchen-Teilchen-Winkelkorrelationen beim Zerfall der Zustände ebenfalls ihr Spin bestimmt werden konnte.

Zusätzlich sind solche Korrelationen geeignet, auch kleine Beiträge von überlappenden Niveaus anderer Parität neben einem stark angeregten Zustand aufzuzeigen, die in der Winkelverteilung der Transferreaktion nicht mehr bemerkbar sind. Auf diese Weise wurde im ^{12}N ein weiteres Niveau gefunden, das mit dem Triaden-Zustand überlappt.
Die Untersuchung von Stufenzerfällen bei der Erzeugung teilcheninstabiler Zustände durch Transferreaktionen schließlich lieferte Informationen über weitere, zum Teil noch nicht bekannte ^{12}C- und ^{12}N-Niveaus, zum Beispiel Verzweigungsverhältnisse auf verschiedene Endzustände der Gesamtreaktion, aus denen sich wesentliche Eigenschaften

der beteiligten Wellenfunktionen entnehmen lassen. Solche Daten lassen sich in vielen Fällen nicht anders gewinnen, zum Beispiel, wenn durch einen Zwei-Teilchentransfer ein Kern erzeugt wird, der keine geeigneten stabilen Nachbarn hat und deshalb durch elastische und inelastische Streuung nicht erreicht werden kann.
Ebenso bietet der Zerfall eines Niveaus durch Emission verschiedener Teilchen die Möglichkeit, Clusterstrukturen aufzuzeigen oder erlaubt, wie im Falle der ^{12}C-Niveaus, Aussagen über den Isospin zu machen. In der vorliegenden Arbeit konnten aufgrund experimenteller Beschränkungen, wie relativ niedriger Einschußenergie, Anzahl der Detektore Datenspeicherplatz und kurzer Meßzeit, die oben skizzierten Möglichkeiten nur teilweise ausgenutzt werden.
Es zeigte sich jedoch eindeutig, wie reichhaltig die so gewonnene Information ist und wie gut sich die verschiedene Methoden gegenseitig ergänzen.

7 Literaturverzeichnis

1) R. H. Bassel, R. M. Drisko und G. R. Satchler, Oak Ridge National Laboratory, ReportNr. 3240 (62)
2) N. K. Glendenning, Phys. Rev. 137 (1965) B 102
3) I. S. Towner und J. C. Hardy, Advances in Physics, Vol. 18 (1969) 401
4) D. G. Fleming, J. Cerny und N. K. Glendenning, Phys. Rev. 165 (1968) 1153
5) C. Župančic in "Hercegnovi Lectures" Vol. 1 (1964)
6) G. C. Phillips, ibid.
7) K. Dietrich, Theorie der Dreikörperreaktionen, Institutsbericht 2. Institut für Experimentalphysik, Abt. van de Graaff, Hamburg 2 (1968)
8) H. Homeyer, Dissertation Berlin 1970
9) M. Hagen, Diplomarbeit Berlin 1967
10) R. Michaelsen, Diplomarbeit Berlin 1967
11) H. Homeyer, Diplomarbeit Berlin 1967
12) G. Röschert, Diplomarbeit Berlin 1966
13) W. Bohne, Diplomarbeit Berlin 1968
14) F. Ajzenberg-Selove und T. Lauritsen, Nucl. Phys. A 114 (1968) 1
15) R. Middleton und D. Pullen, Nucl. Phys. 51 (1964) 50
16) J. R. Comfort und J. EE. Baglin, Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 34 und private Mitteilung
17) J. R. Rook und D. Mitra, Nucl. Phys. 51 (1964) 96
18) E. M. Henley und D. V. L. Yu, Phys. Rev. 133 (1964)B 144
19) R. A. Broglia und C. Riedel, Nucl. Phys. A 92 (1967) 145
20) T. A. Brody und M. Moshinsky, Tables of Transformation Brackets, Monografias del Instituto de Fisica, Mexico (1960)
21) F. Pühlhofer, Dissertation Heidelberg 1966
22) F. Sichelschmidt, Dissertation Berlin 1970
23) Distorted Waves University of Colorado's Spin-orbit Fassung, Autor Kunz, bearbeitet im Nuclear Research Centre, University of Alberta (1967), geändert von G. Röschert, HMI Berlin (1969/70)

24) P. E. Hodgson, Advances in Physics, Vol. 17 (1968) 563
25) D. Wilmore und P. E. Hodgson, Nucl. Phys. 55 (1965) 673 und Ann. Rev. Nucl. Sci. 17 (1967) 10
26) B. Sörensen, Phys. Lett. 28 B (1969) 633
27) G. C. Ball und J. Cerny, Phys. Rev. 177 (1969) 1466
28) V. G. Neudatchin, N. S. Zelenskaya, E. Zh. Magzumow und E. A. Romanowsky, Phys. Lett. 27 B (1968) 490
29) J. A. Scheer, private Mitteilung
30) S. Cohen und Kurath, Nucl. Phys. A 141 (1970) 145
31) S. Cohen und D. Kurath, Nucl. Phys. A 101 (1967) 1 und Nucl. Phys. 73 (1965) 1
32) J. Eichler, Neuere Entwicklungen in der Theorie der Kernreaktionen, HMI-B-51, Berlin (1967)
33) W. R. Kuhlmann, Bundesmin. f. Bildung und Wissenschaft, Forschungsbericht K 68-06 (1968)
34) H. T. Buschmann, H. Klein, W. Kuhlmann und H. Stehle, Bundesmin. f. Bildung u. Wiss., Forsch.Ber. K 67-91 (1967
35) zusammenfassender Artikel mit Lit.-Hinweisen von B. M. Spicer in "Advances in Nuclear Physics", Vol. 2, herausgegeben von M. Baranger und E. Vogt (1969)
36) M. A. Waggoner, J. E. Etter, H. D. Holmgren und C. Moazed, Nucl. Phys. 88 (1966) 81
37) J. L. Quebert und L.Marquez, Nucl. Phys. A126 (1969) 646
38) D. E. Alburger und P. F. Donovan, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 448
39) V. Gillet und N. Vinh-Mau, Nucl. Phys. 54 (1964) 321
40) a M. Kamimura, K. Ideda und A. Arima, Nucl. Phys. A 95 (1967) 129
b N. G. Goncharova und N. P. Yudin, Phys. Lett. 29 B (1969) 272
41) F. C. Barker und A. K. Mann, Phil. Mag. 2 (1957) 5
42) C. P. Wu, F. W. K. Firk und T. W. Phillips, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 118
43) M. Epstein, H. D. Holmgren, M. Jain, H. G. Pugh, P. G. Roos, N. S. Wall, C. D. Goodman und C. A. Ludemann, Phys. Rev. 178 (1969) 1698

44) S. Devons und L. J. B. Goldfarb, Handbuch d. Physik Bd. 42, p. 362 ff, herausgeg. S. Flügge, Berlin (1957)

45) A.J. Ferguson und A. E. Litherland, Can. J. Phys., Vol. 39 (1961) 788

46) R. Huby und Q. K. K. Liu, private Mitteilung

47) R. Huby und Q. K. K. Liu, Nucl. Phys. A 122 (1968) 145

48) S. T. Butler, O. H. Hiltmair, Nuclear Stripping Reactions, London 1957

Diese Arbeit wurde im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Institutes Berlin unter Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger und der Betreuung von Dr. K. H. Maier und Priv. Doz. Dr. J. A. Scheer durchgeführt.
Herrn Professor Lindenberger danke ich vor allem für sein förderndes Interesse und die großzügigen und angenehmen Arbeitsbedingungen an seinem Institut.
Den Herren W. Bohne, H. Homeyer, U. Janetzki, H. Lettau, Dr. K. H. Maier, Dr. H. Morgenstern und Priv. Doz. Dr. J. A. Scheer danke ich für ihre Hilfe bei den Experimenten.
Den Herren H. Homeyer, Dr. K. H. Maier, F. Sichelschmidt und besonders Priv. Doz. Dr. J. A. Scheer danke ich für wertvolle Diskussionen und Anregungen. Herr Renner und seine Mitarbeiter sorgten dafür, daß der Beschleuniger während der Experimente einwandfrei lief.
Herr Dr. G. Röschert und Herr F. Sichelschmidt leisteten wertvolle Hilfe durch das Bereitstellen von Programmen für die DWBA-Analysen.

Herrn Prof. R. Huby und Herrn Q. Liu aus Liverpool danke ich ganz besonders für ihre große Hilfe bei der Auswertung der Winkelkorrelationsmessung.
Meiner Frau danke ich für ihre Geduld und Hilfe bei der Anfertigung des Manuskripts.

L e b e n s l a u f

Am 2. Juli 1940 wurde ich als Sohn des kaufmännischen Angestellten Paul Hagen (gefallen im Januar 1945) und seiner Ehefrau Hedwig, geb. Bollbrinker, in Gadderbaum bei Bielefeld geboren. Vom Frühjahr 1947 besuchte ich vier Jahre die Volksschule in Hoberge-Uerentrup im Landkreis Bielefeld. Anschließend kam ich zur Bosse-Realschule in Bielefeld, an der ich im Frühjahr 1957 die Prüfung zur Mittleren Reife bestand. Danach besuchte ich bis zum Abitur im Februar 1960 das Max-Planck-Gymnasium in Bielefeld.

Im Sommersemester 1960 begann ich mit dem Physikstudium an der Freien Universität Berlin. Nach dem Vordiplom 1963 und weiteren vier Semestern an der Freien Universität wurde ich im Frühjahr 1965 Diplomand bei Professor Lindenberger am Hahn-Meitner-Institut, Sektor Kernphysik, in Berlin. Nach der Diplomprüfung im Juli 1967 blieb ich als Doktorand bei Professor Lindenberger. Während der Anfertigung meiner Dissertation nahm ich neben der wissenschaftlichen Tätigkeit im Hahn-Meitner-Institut auch Lehraufgaben an der Freien Universität wahr. Seit Februar 1969 bin ich als wissenschaftlicher Angestellter im Hahn-Meitner-Institut an der Durchführung eines Forschungsvorhabens zur Kopplung von elektronischen Datenverarbeitungsanlagen und kernphysikalischen Experimenten beteiligt.

Seit November 1967 bin ich verheiratet.